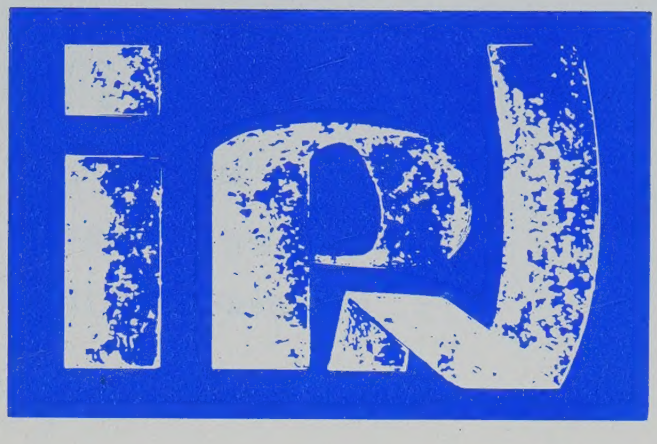
institut de physique nucléaire
LABORATOIRE ASSOCIÉ A L'IN2P3



IPNO-T-81-03

T H E S E

Présentée pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE

SPECIALITE : Physique Nucléaire

Par

M. PICOT Philippe

Soutenue le 30 juin 1981

UNIVERSITÉ PARIS SUD

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547321_0039

THÈSE

PRESENTEE

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème Cycle

PAR

PICOT Philippe

Sujet : Etude de la contribution des processus en deux étapes aux réactions de transfert d'un nucléon $^{52}Cr(\alpha,t)$ et $^{40}Ca(\alpha,^{3}He)$.

Soutenue le 30 Juin 1981 devant la Commission d'examen

MM. M. BAUBILLIER Président.

Mme S. FORTIER
MM. G.C. MORRISON
P. ROUSSEL
J.P. SCHAPIRA
} Examinateurs.

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur M. BAUBILLIER qui a accepté de présider le jury de cette thèse et à Messieurs G.C. MORRISON et P. ROUSSEL qui ont accepté de faire partie du jury.

Je remercie vivement toutes celles et ceux qui ont contribué à la réalisation de ce travail :

Monsieur J.P. SCHAPIRA qui m'a accueilli au sein de son équipe; Madame S. FORTIER qui a dirigé ce travail; Messieurs S. GALES, E. HOURANI et J.M. MAISON qui ont assuré la réussite des expériences.

L'équipe des conducteurs et techniciens du Tandem M.P. d'Orsay;

Toutes les personnes travaillant auprès du système ARIEL d'Orsay;

Toutes celles et ceux qui ont assuré la réalisation matérielle de ce mémoire.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

I - METHODE EXPERIMENTALE 3

1) Analyse et détection des particules 3

1.a - Description du compteur proportionnel à localisation, ses conditions de fonctionnement au cours de l'expérience $^{52}Cr(\alpha,t)$ 3

2) Montage électronique 7

3) Dépouillement des données 8

3.a - Caractéristiques d'AUTOFIT 8
3.b - Adaptation d'autofit au mode conversationnel 9

4) Caractéristiques des expériences $^{52}Cr(\alpha,t)$, $^{52}Cr(\alpha,\alpha)$, $^{40}Ca(\alpha,^{3}He)$ 13

4.a - Procédure expérimentale 13
4.b - Calcul des sections efficaces
4.c - Détermination des énergies d'excitation 14

II - METHODE D'ANALYSE DE REACTION DE TRANSFERT D'UN NUCLEON 18

1) Rappels sur l'approximation DWBA 18

2) Formalisme général de la méthode des voies de réaction couplées 21

3) Application de ce formalisme à quelques schémas de couplage 23

4) Calcul pratique de la section efficace, le programme CHUCK 24

5) Ingrédients du calcul, cas du couplage faible, phases 27

6) Remarques générales sur ce que prévoit le calcul pour le peuplement d'états de couplage faible dans une réaction de transfert en 2 étapes. 29

7) Localisation en ℓ 36

III - ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX 39

1) Choix des potentiels optiques 39

1.a - Choix du potentiel alpha 41

1.a.1 - Utilisation possible d'un autre facteur de forme pour le potentiel α. 43

1.b - Choix du potentiel triton 45

1.c - Utilisation possible du potentiel en (Woods-Saxon)^2 pour l'analyse DWBA et l'analyse en voies couplées 49

2) Analyse DWBA 49

2.a - Remarques générales sur notre analyse DWBA 49

2.b - Résultats de l'analyse DWBA 51

3) Analyse en voies couplées 56

3.a - Comparaison des calculs pour la configuration $(j)^{-3}$ et le couplage faible 58

3.b - Analyse de quelques niveaux de ^{53}Mn, assignement de spins 61

3.c - Conclusion 69

4) Analyse de la réaction ^{40}Ca(α,^{3}He)^{41}Ca 70

4.a - Analyse DWBA 70

4.b - Analyse en voies couplées 74

4.c - Conclusion 79

CONCLUSION 80

Appendice A 84

Appendice B 86

INTRODUCTION

L'étude des réactions de transfert d'un nucléon induites par des ions légers constitue un outil précieux pour la connaissance des noyaux.

Pour ces réactions, on fait habituellement l'hypothèse d'un transfert direct en une étape; seuls interviennent dans la réaction les états (projectile + cible dans l'état fondamental) et (éjectile + noyau résiduel excité). L'approximation DWBA est utilisée pour décrire ce processus en une étape. Un bon accord entre le résultat d'un calcul DWBA et l'expérience confirme l'hypothèse faite sur le mécanisme.

Dans le cas des réactions (α,t) et $(\alpha,{}^3He)$, le mécanisme de transfert en une étape ne rend souvent pas compte des résultats expérimentaux. Il a été suggéré que pour ces réactions, des processus multi-étapes mettant en jeu des états excitésde la cible pourraient jouer un rôle important [RO 68].

Des processus en deux étapes peuvent en particulier contribuer à peupler des niveaux de haut spin à basse énergie et des niveaux dont la fonction d'onde a une composante de coeur excité importante. Pour ces deux types de niveaux en effet, le transfert en une étape est défavorisé. L'étude de la contribution de mécanisme en deux étapes à des réactions de transfert d'un nucléon a fait l'objet de travaux récents à Orsay ([FO 78], [FO 80]). Ils concernent les réactions $({}^3He,\alpha)$ sur quelques noyaux de la couche f-p et (α,t) sur le ^{48}Ca. Ils ont mis en évidence que des transitions en deux étapes pures reproduisent bien de nombreuses distributions angulaires expérimentales tant en forme qu'en amplitude, et que la forme des distributions angulaires calculées dépend fortement du spin final. Cette propriété permet parfois de proposer des assignements de spin.

L'objet de ce travail est l'étude de la contribution des processus en deux étapes aux réactions $^{52}Cr(\alpha,t)^{53}Mn$ et $^{40}Ca(\alpha,{}^3He)^{41}Ca$ à 36 MeV. Le noyau de ^{53}Mn présente quelques niveaux de haut spin, à basse

énergie; on peut prévoir pour le peuplement de ces niveaux par (α,t) une contribution importante des processus en deux étapes.

Dans le noyau ^{41}Ca, des expériences de diffusion inélastique (α,α') et (p,p') ont montré que le modèle du couplage faible s'applique assez bien pour un certain nombre de niveaux. Nous verrons si les distributions angulaires de ces niveaux peuvent être reproduites par un calcul en deux étapes.

Ce mémoire est divisé en trois parties.

Nous exposerons en premier lieu les méthodes expérimentales mises en oeuvre. Nous décrirons le compteur proportionnel multifils à localisation utilisé au cours de l'expérience ^{52}Cr(α,t). Nous détaillerons le fonctionnement d'un programme conversationnel d'analyse de spectres utilisé pour dépouiller les données.

Dans le second chapitre nous exposerons les formalismes employés pour analyser les réactions de transfert d'un nucléon. Nous rappelerons tout d'abord les points principaux concernant l'approximation DWBA. Nous développerons ensuite plus en détail le formalisme des voies de réactions couplées qui permet de calculer la contribution de processus en deux étapes. Nous verrons enfin sur quelques exemples, les principales propriétés des distributions angulaires en deux étapes calculées pour un état final de couplage faible.

Le troisième chapitre sera consacré à l'analyse des résultats expérimentaux à l'aide de ces deux formalismes. Nous traiterons d'abord des résultats de la réaction ^{52}Cr(α,t). Nous ferons choix de potentiels optiques α et t nécessaires pour les calculs DWBA et en voies couplées, le potentiel α résultant de l'analyse de la diffusion élastique sur ^{52}Cr à 36 MeV. Nous analyserons ensuite nos résultats expérimentaux à l'aide de l'approximation DWBA. Enfin, nous ferons l'analyse en voies couplées de niveaux dont la distribution angulaire n'est pas reproduite par la DWBA. Nous exposerons ensuite les résultats obtenus dans l'étude de la réaction ^{40}Ca(α,^{3}He)^{41}Ca.

I - METHODE EXPERIMENTALE

Les expériences $^{52}Cr(\alpha,t)$ et $^{40}Ca(\alpha,He^3)$ se sont déroulées auprès de l'accélérateur Tandem MP d'Orsay, sur la ligne Split Pole. L'énergie incidente était de 36 MeV.

L'expérience $^{40}Ca(\alpha,He^3)$ a été réalisée à l'aide de l'équipement standard du plan focal du Split Pole, équipement composé d'un ensemble de six jonctions à localisation, décrit plus en detail dans la référence [AR 75]. L'expérience $^{52}Cr(\alpha,t)$ a donné lieu à la première utilisation à Orsay auprès de ce spectromètre d'un compteur proportionnel multifils à localisation. Son dépouillement a d'autre part occasionné la réécriture et l'adaptation au mode conversationnel d'un programme d'analyse de spectres. Nous décrirons donc avec plus de précision cette deuxième expérience.

1 - ANALYSE ET DETECTION DES PARTICULES

Les tritons d'une vingtaine de MeV issus de la réaction étaient analysés par le spectromètre Split pole (l'angle solide d'ouverture était de 1,7 msr, ce qui correspond à une ouverture angulaire de ± 1,5°). Ils étaient détectés ensuite par un compteur proportionnel à localisation situé dans le plan focal du spectromètre.

Un compteur silicium à barrière de surface de 1000 µm d'épaisseur situé à un angle fixe dans la chambre de réaction (40°) servait de moniteur.

La figure 1 montre l'ensemble du dispositif expérimental.

1.a - Description du compteur proportionnel à localisation, ses conditions de fonctionnement au cours de l'expérience $^{52}Cr(\alpha,t)$.

Le détecteur que nous avons utilisé est une copie (réalisée au laboratoire) de celui décrit en détail dans l'article de G. Markham, [MA 75]. Nous n'en rappellerons que les principales caractéristiques.

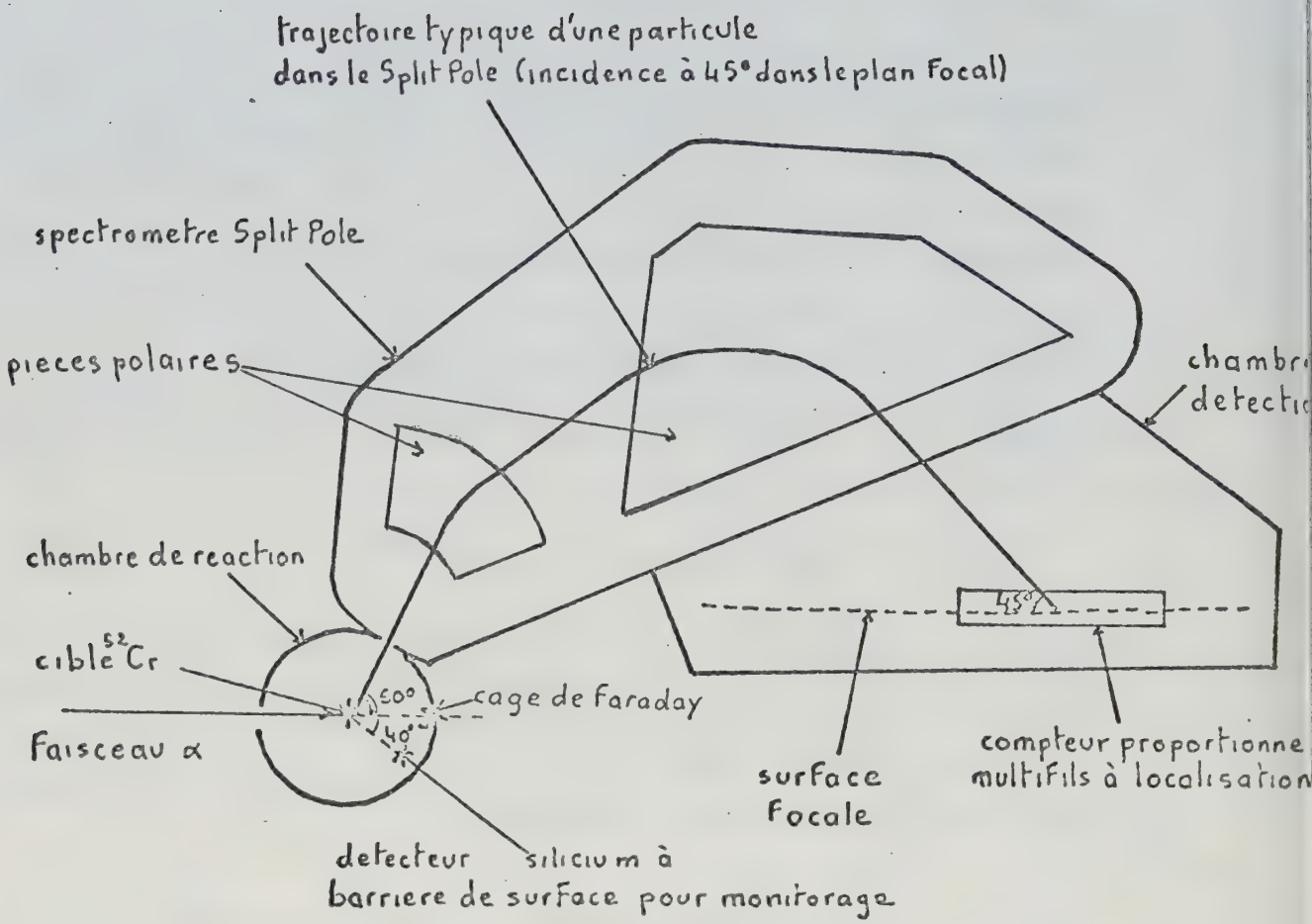


Fig. 1 : Ensemble du dispositif expérimental (pour une détection à 60°).

Pour des particules légères, la limitation majeure à la résolution d'un compteur proportionnel à localisation est, quand les particules ne sont pas en incidence normale sur le compteur, la fluctuation sur la perte d'énergie. Ce détecteur a été conçu de manière à compenser les effets de cette fluctuation.

Pour ce faire, l'unique fil d'anode est remplacé par cinq fils parallèles espacés de 2mm (le plan des fils est parallèle aux trajectoires des particules). Le volume du compteur est de ce fait divisé en cinq volumes plus petits (tout se passe comme si on avait cinq compteurs à localisation en serie).

Pour bien définir la zone active du compteur, quatre fils de garde ont été rajoutés (deux de part et d'autre des cinq fils d'anode). Ils sont choisis tels qu'il n'y ait pas d'effet d'avalanche sur eux. Ainsi, pour chaque ionisation primaire, l'effet proportionnel aura lieu sur le fil d'anode immédiatement voisin; il en résulte une meilleure définition de la trajectoire des particules.

On recueille l'impulsion de cathode; la cathode est constituée de bandes métalliques parallèles entre elles, orientées à 45° par rapport aux fils d'anode (et de ce fait parallèles aux trajectoires des particules analysées par le Split pole), ces bandes métalliques sont couplées à une ligne à retard, et on mesure les différences de temps d'arrivée de l'impulsion aux deux bouts de la ligne à retard.

Sur la figure 2, nous montrons une coupe longitudinale du compteur.

Au compteur à localisation a été adjoint un compteur proportionnel monofil destiné à mesurer la perte d'énergie (ΔE) des particules. La figure 3 représente une coupe transversale de l'ensemble du détecteur.

Donnons maintenant quelques caractéristiques techniques : la longueur utile du détecteur est de 25 cm. La distance anode cathode

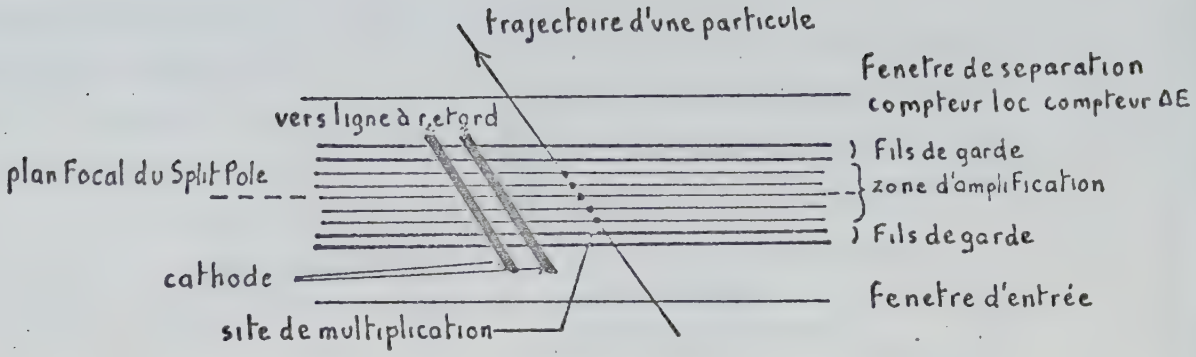


Fig. 2 : Coupe longitudinale du détecteur.

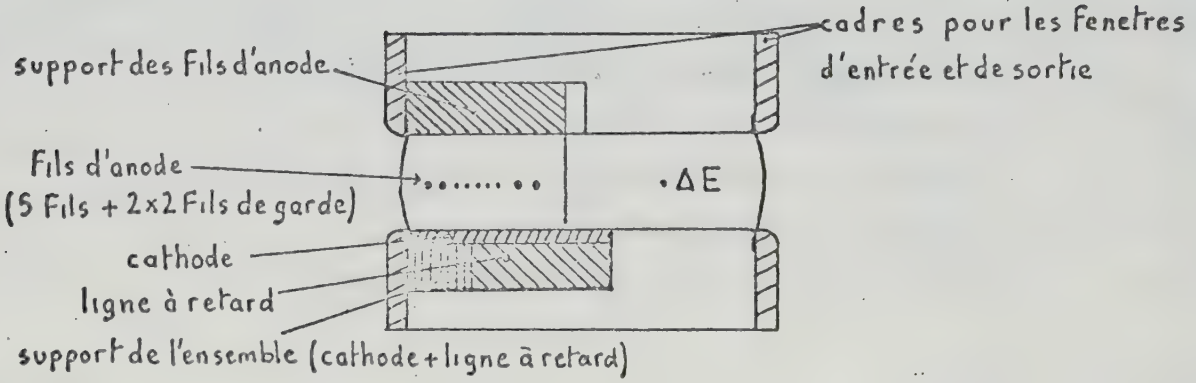


Fig. 3 : Coupe transversale du détecteur.

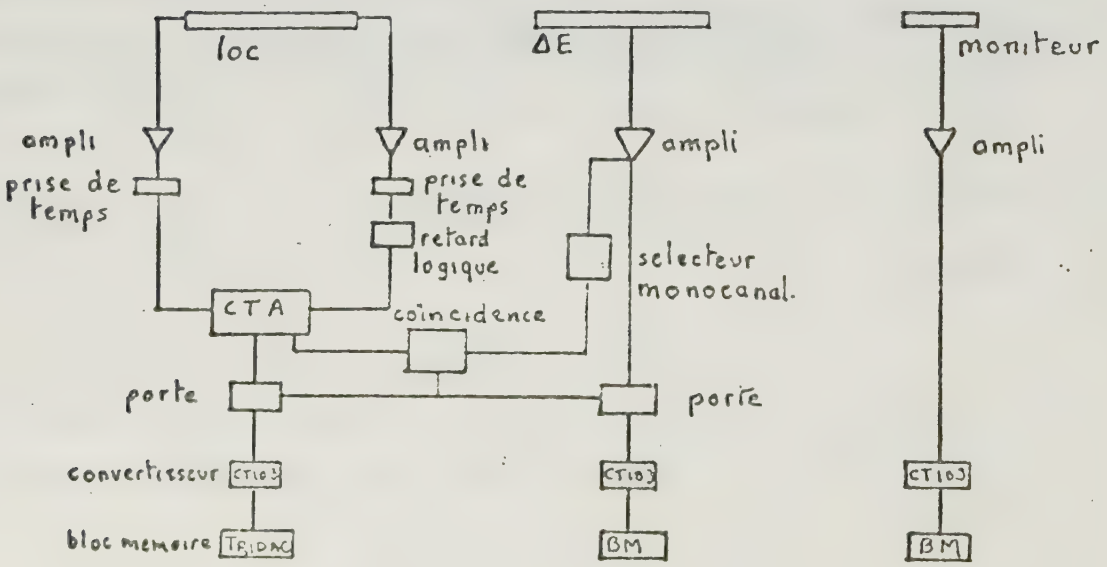


Fig. 4 : Montage électronique.

est de 5 mm, les bandes métalliques servant de cathode sont espacées de 2.54 mm.

Les deux parties (localisation et ΔE) sont séparées par une feuille de Havar de 100 $\mu g/cm^2$ qui en assure l'isolation électrique. Les fenêtres avant et arrière sont en mylar (épaisseur 400 $\mu g/cm^2$). Le gaz utilisé est du propane (gaz pour lequel l'amplification est importante) sous une pression de 250 Torr, circulant avec un débit de 1 litre/heure.

Les tensions d'utilisation pour le compteur à localisation sont, pour des tritons, V anode = 3300 V et V fil de garde = 87 % V anode; pour le compteur ΔE : V = 1300 Volts.

Dans ces conditions, pour des tritons issus de $^{52}Cr(\alpha,t)$ la résolution spatiale était de 1,2 mm, ce qui correspond à 2,5 keV en énergie. (l'épaisseur de cible était une contribution importante à cette résolution). La résolution intrinsèque mesurée à l'aide des alphas de 8.78 MeV d'une source de ThC était de 0.7 mm.

2 - MONTAGE ELECTRONIQUE

Nous présentons sur la figure 4 le montage électronique associé à l'expérience :

- les deux signaux de sortie du compteur à localisation sont amplifiés par des amplificateurs rapides.

- deux prises de temps fournissent ensuite les signaux qui serviront de START et de STOP à un convertisseur temps amplitude (CTA).

- pour que tous les signaux soient convertis par le CTA, il faut retarder la voie STOP d'un temps au moins égal au retard de la ligne à retard du compteur (1,5 μs); nous avons donc mis un retard logique de 2μs.

- nous requerons ensuite une coïncidence entre le signal fourni par le compteur à localisation et celui fourni par le compteur ΔE.

- le signal de coïncidence provoque l'ouverture des portes, à la suite de quoi les signaux de localisation et ΔE sont convertis, les spectres formés, stockés sur le block mémoire et visualisés.

Signalons en fin de ces deux chapitres consacrés au compteur et à son fonctionnement que ce détecteur n'était que la première étape dans la réalisation d'un nouveau système de détection destiné à fonctionner auprès du Split pole. Ce système, qui est opérationnel à l'heure actuelle, comporte un compteur (localisation, ΔE) du type décrit plus haut, de longueur utile 50 cm . Derrière cet ensemble se trouve un scintillateur destiné à une mesure de l'énergie totale E permettant d'identifier les particules. Pour l'expérience $^{52}Cr(\alpha,t)$ la grande rigidité magnétique des tritons fait que ces particules étaient les seules à arriver dans la zone du plan focal explorée. La coïncidence avec le ΔE nous a permis d'obtenir des spectres très propres (éliminant des phénomènes liés à l'emploi de ce type de compteur).

3 - DEPOUILLEMENT DES DONNEES

Les spectres stockés sur disque ont été ensuite analysés à l'aide du programme AUTOFIT (CO 70) que nous avons adapté en mode conversationnel sur le système ARIEL de l'IPN.

3.a - Caractéristiques d'AUTOFIT

C'est un programme particulièrement bien adapté à l'analyse des spectres obtenus à partir de réactions mettant en jeu des particules chargées. Il est utilisé dans plusieurs laboratoires.

Il permet d'obtenir avec une grande précision la surface des pics, leur position, les erreurs commises, il fournit une sortie graphique du résultat de l'analyse. Il procède de la façon suivante :

(1) soustraction d'un fond
(2) choix d'un pic de référence
(3) positionnement approximatif du sommet des pics
(4) calcul de la position précise des pics et de leur surface

La forme de référence n'est pas ici comme dans beaucoup de programmes une fonction mathématique, mais un pic physique pris sur le spectre étudié.

Un spectre complexe pouvant se décomposer en une somme de pics élémentaires, le contenu du ième canal vaut :
$E_i = \sum_{e=1}^{L} a_e Z_i(x_e)$ où $Z_i(x_e)$ est la contribution à E_i d'un pic de référence non normalisé situé en x_e et a_e le coefficient de normalisation correspondant.

Le programme autorise jusqu'à L = 8, c'est à dire que 8 pics au maximum peuvent contribuer au contenu d'un canal.

Il forme ensuite une fonction χ^2 : $\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} (Y_i - E_i)^2/(\Delta Y_i)^2$ où Y_i est le contenu expérimental du canal i, E_i la valeur calculée et $\Delta Y_i = \sqrt{Y_i}$, la somme étant prise sur tous les canaux du spectre. Le χ^2 est une fonction des a_e et des x_e qui est minimisée séparément par rapport à ces variables, ce qui conduit au résultat final.

Une brochure [DA 59] décrit les sous-programmes qui effectuent cette minimisation ainsi que leur enchainement.

3.b - Adaptation d'AUTOFIT en mode conversationnel

Jusqu'à présent, AUTOFIT fonctionnait à l'UNIVAC 1110 d'Orsay. Il permettait de traiter des spectres stockés sur bande et il nécessitait la rentrée sur cartes des différents paramètres que demande l'analyse. Or, l'analyse d'une portion de spectre doit souvent être reprise plusieurs fois (on change de fond, on change de pic de référence, etc) ce qui occasionnait une perte de temps considérable.

Nous avons donc décidé d'adapter ce programme à l'IBM 370 de l'IPN, d'en faire un programme conversationnel utilisant des terminaux du système ARIEL.

Le mode de fonctionnement conversationnel permet à l'utilisateur du programme d'intervenir à différentes étapes de son déroulement, de modifier des données, de reprendre des calculs ou au contraire de sauter certaines étapes. Intervenant souvent, il peut commettre des fausses manoeuvres, un soin particulier doit donc être apporté au traitement de ces dernières

A ARIEL, AUTOFIT utilise les terminaux suivants.

- une unité de visualisation noir et blanc avec crayon photo-sensible (ou Light Pen, mise au point au laboratoire),

- un terminal IBM 3270

- un traceur Benson

Nous utilisons le terminal IBM 3270 pour

- rentrer certaines données alphanumériques (numéro de spectre, titre, paramètres de tracé)

- afficher des résultats numériques

- afficher des instructions permettant l'utilisation de la visu noir et blanc pendant les différentes phases du programme. C'est en quelque sorte une visualisation du mode d'emploi du programme au fur et à mesure qu'il se déroule.

La visu noir et blanc comporte deux zones d'affichage :

- une zone courbe : on peut afficher 256 points, et visualiser simultanément deux courbes.

- une zone point fonction : 15 points fonction peuvent être activés (le programme n'en utilise que 5).

Une brochure [ME 75] décrit en détail les possibilités de cette unité de visualisation.

C'est à l'aide du crayon photo-sensible associé à la visu que l'on contrôle le déroulement du programme, et ceci de deux manières :

- soit en lui injectant des données (en touchant un point de la zone courbe)

- soit en lui spécifiant qu'une tâche s'est terminée correctement, ou qu'il faut la recommencer, ou que l'on doit se brancher à un sous-programme particulier (en touchant un point fonction).

Voyons maintenant comment se déroule le programme, la figure 5 en montre les principales étapes.

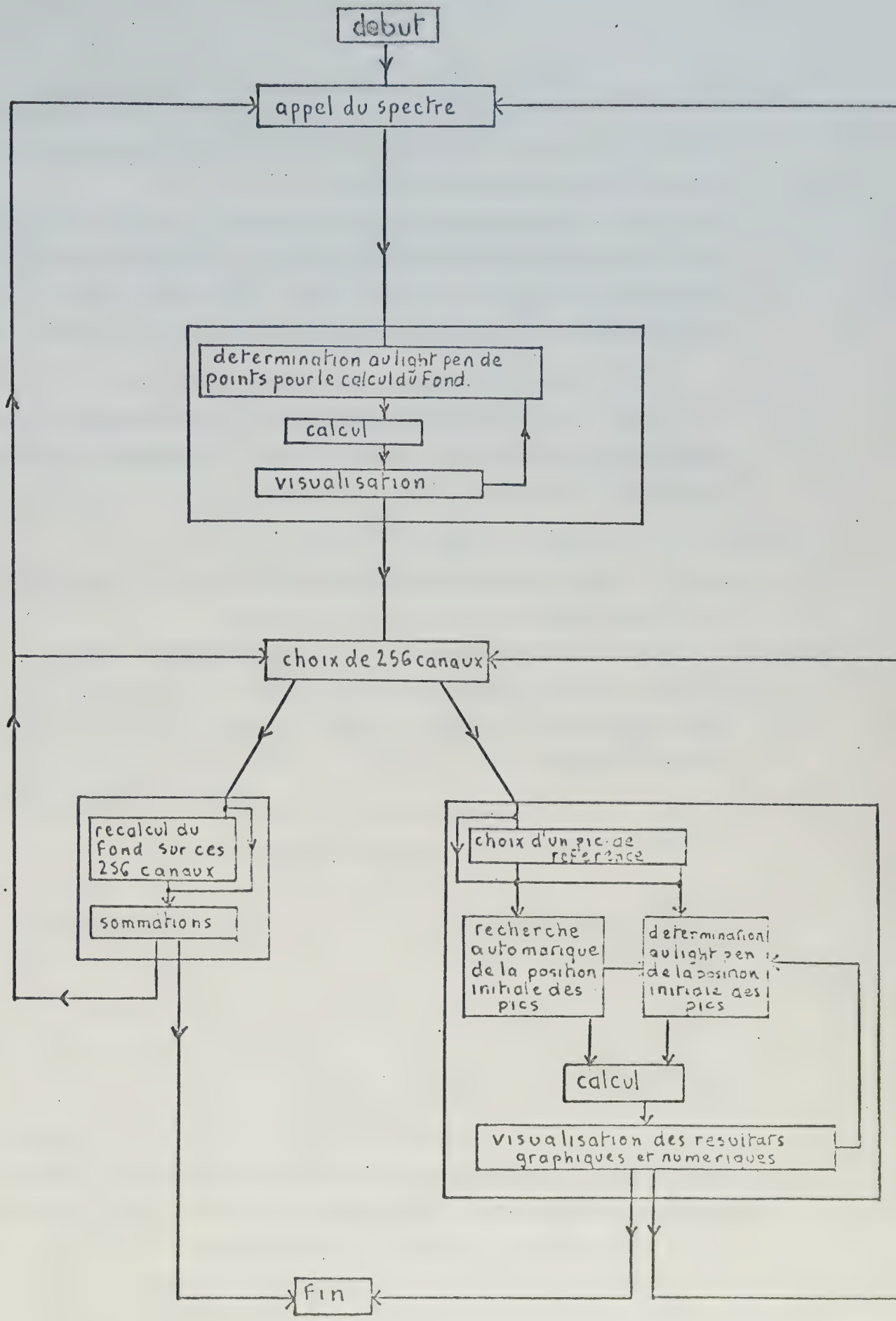


Fig. 5 : Organigramme simplifié d'AUTOFIT.

- Il permet de traiter des spectres monodimensionnels ayant au maximum 8192 canaux, stockés sur réseau à ARIEL ou mis en séquentiel sur disque.

- le premier travail effectué est le calcul du fond sur tout le spectre. Au crayon photo-sensible, on désigne des points où la courbe représentant le fond doit passer. Le programme calcule alors un fond polynomial . On visualise alors ce fond, on peut le faire recalculer.

- il faut ensuite faire choix de 256 canaux d'analyse.

- ces 256 canaux peuvent alors être traités soit par un sous-programme permettant de sommer des tranches de spectre, soit par le programme de recherche de pics proprement dit.

Pour ce dernier il faut :

- au premier passage choisir un pic de référence (qui peut être pris n'importe où dans le spectre),

- déterminer la position approximative des pics, ceci peut se faire à l'aide du crayon photo-sensible, ou automatiquement à l'aide d'un sous-programme de recherche (l'utilisateur peut corriger le résultat de la recherche).

Vient alors la phase de calcul (il faut environ 45 sec d'attente quand l'IBM 370 est moyennement occupée).

On affiche à l'issue de ce calcul les résultats numériques sur le terminal IBM et le résultat graphique (courbe calculée et courbe expérimentale) sur la visu.

L'utilisateur décide alors soit de recommencer l'analyse de cette portion de spectre, soit de continuer avec une autre portion ou un autre spectre.

On peut dire en conclusion de ce chapitre qu'AUTOFIT en mode conversationnel présente un double avantage : tout d'abord un gain de temps considérable et ensuite une bonne visualisation des résultats du calcul permettant de juger de leur validité.

4 - CARACTERISTIQUES DES EXPERIENCES $^{52}Cr(\alpha,t)$, $^{52}Cr(\alpha,\alpha)$, $^{40}Ca(\alpha,^{3}He)$

4.a - Procédure expérimentale

Les cibles de chrome et de calcium, respectivement enrichies à 99 % en ^{52}Cr et ^{40}Ca ont été fabriquées au laboratoire des cibles de l'IPN. Le chrome et le calcium ont été déposés par évaporation sous vide sur un support de carbone de 20 $\mu g/cm^2$ d'épaisseur. L'épaisseur de ces cibles, estimée à l'aide d'une jauge α, était d'environ 140 $\mu g/cm^2$.

La taille utile du compteur (25 cm) nous a permis d'observer les niveaux de ^{53}Mn pour une énergie allant de 0 à 4.5 MeV. Nous avons fait une distribution angulaire de ces niveaux de $\theta_{lab} = 6°$ à $\theta_{lab} = 50°$ par pas de 4°.

Pour l'expérience $^{52}Cr(\alpha,\alpha)$ nous avons fait une distribution angulaire des deux premiers niveaux du ^{52}Cr de $\theta_{lab} = 12°$ à $\theta_{lab} = 76°$ par pas de 4°.

Nous présentons sur la figure 6 un spectre obtenu au cours de $^{52}Cr(\alpha,t)$, sur la figure 7 un spectre obtenu au cours de $^{52}Cr(\alpha,\alpha)$ et sur la figure 8 un spectre obtenu au cours de $^{40}Ca(\alpha,He^3)$. Pour $^{52}Cr(\alpha,t)$ la résolution obtenue était d'environ 25 keV, et pour $^{40}Ca(\alpha,He^3)$ elle était d'environ 20 keV.

4.b - Calcul des sections efficaces

Une mesure de diffusion élastique à petit angle (10° lab) sur ^{52}Cr associée au monitorage à 40° permet de s'affranchir des variations éventuelles de l'épaisseur de cible (dues à des inhomogénéïtés); pour un pic donné, la section efficace s'exprime alors par

$$\sigma_{CM}(\theta_{CM}) = \frac{N(\theta_{lab})}{N_{mon}(\theta_{lab})} \times \left[\frac{N_{mon}(10°)}{N(10°)}\right] \times \sigma_{10°} \times C \times Rasec$$

où - $N(\theta_{lab})$ désigne le nombre de coups dans le pic pour l'angle θ_{lab}

- $N_{mon}(\theta_{lab})$ désigne le nombre de coups dans le pic élastique à 40° (mesuré par le moniteur).
- $N(10°)$ nombre de coups dans le pic de diffusion élastique à 10° lab.
- $N_{mon}(10°)$ nombre de coups dans le pic élastique à 40° correspondant à cette mesure (mesuré par le moniteur).

- $\sigma_{10°}$ section efficace élastique à 10°.

-C correction de temps mort

- Rasec = $\sigma_{CM}(\theta_{CM})/\sigma_{lab}(\theta_{lab})$

La section efficace élastique à 10° a été évaluée à l'aide du programme DWUCK3 [KU 73] . Pour les différents potentiels optiques considérés, elle était estimée environ à 88 % de la section efficace coulombienne.

Dans le cas de la réaction $^{40}Ca(\alpha,He^3)$ les sections efficaces ont été calculées directement à partir de l'épaisseur mesurée de la cible. L'erreur absolue sur ces sections efficaces est estimée inférieure à 30 %. Pour $^{52}Cr(\alpha,t)$ l'erreur absolue est estimée à 20 % environ. (Due en grande partie à l'imprécision sur la mesure de l'angle). Les barres d'erreur portées sur les points expérimentaux nous donnent l'erreur relative.

4.c - Détermination des énergies d'excitation

Les énergies d'excitation ont été déterminées par étalonnage interne basé sur un certain nombre de niveaux de ^{53}Mn, dont l'énergie est connue avec précision. Nous avons pu ensuite identifier la quasi totalité des niveaux peuplés à des niveaux connus, répertoriés dans [NDS 77].

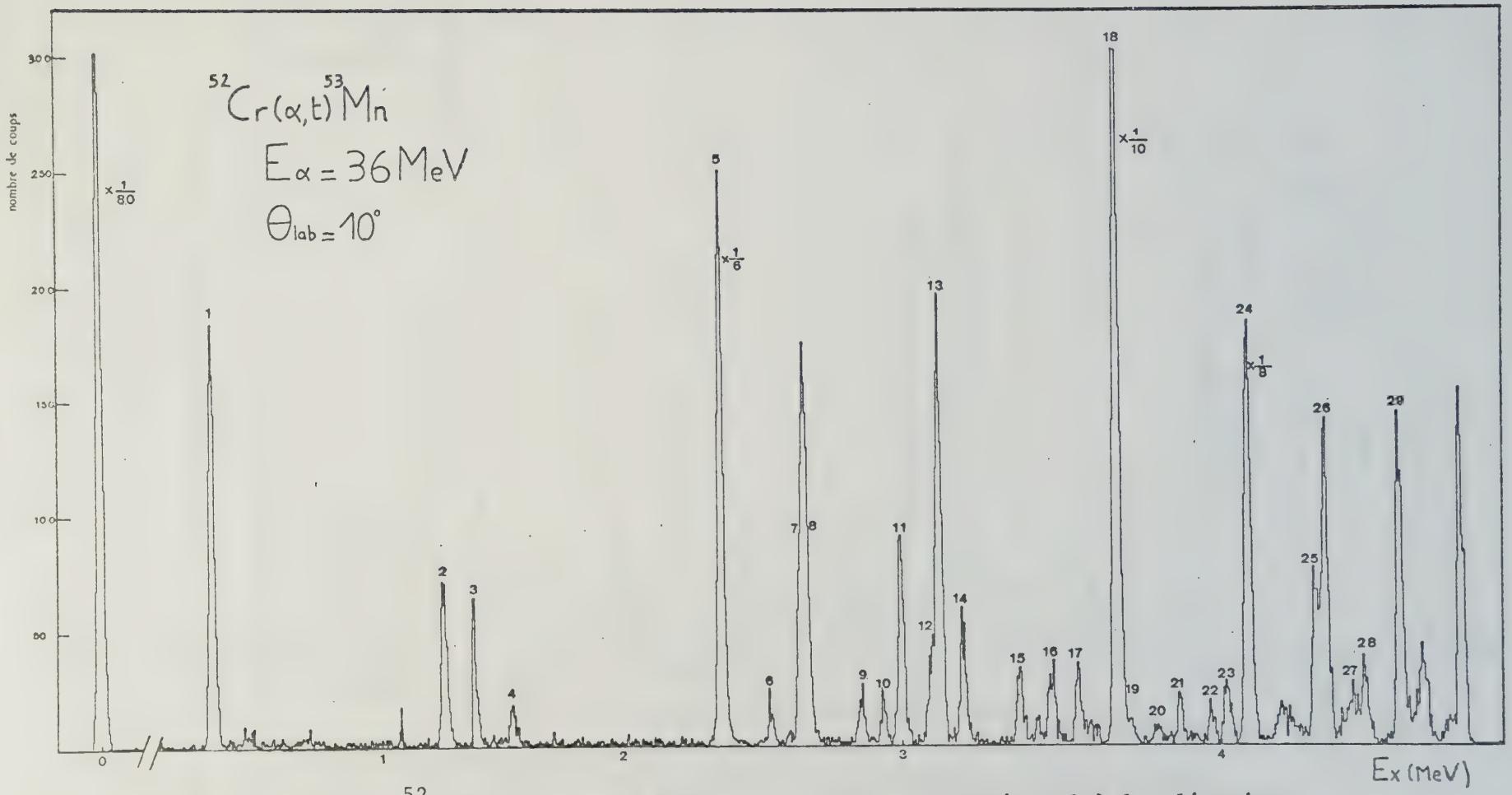


Fig. 6 : Spectre $^{52}Cr(\alpha,t)$ obtenu à l'aide du compteur proportionnel à localisation.

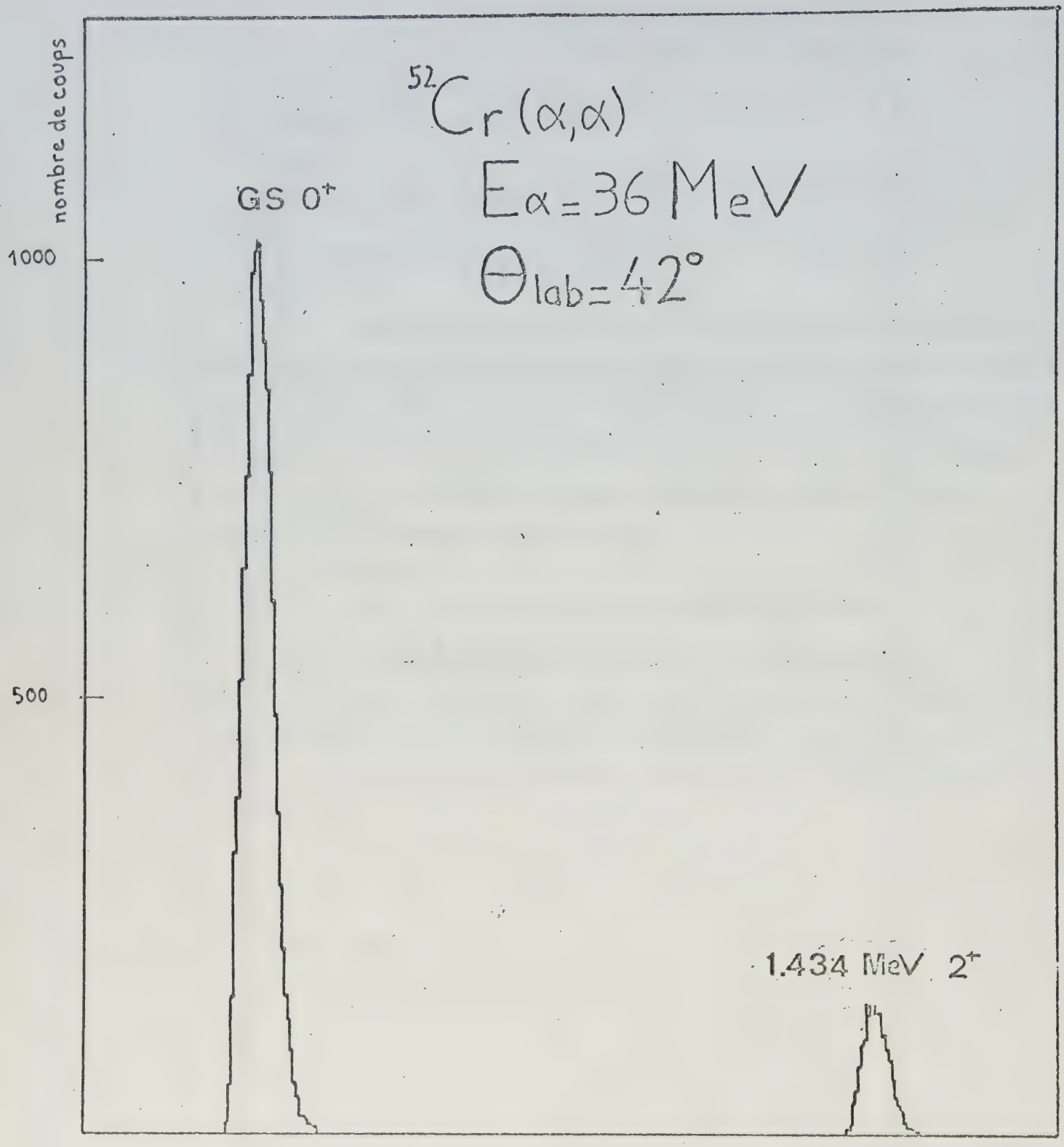


Fig. 7 : Spectre $^{52}Cr(\alpha,\alpha)$ obtenu à l'aide du compteur proportionnel à localisation.

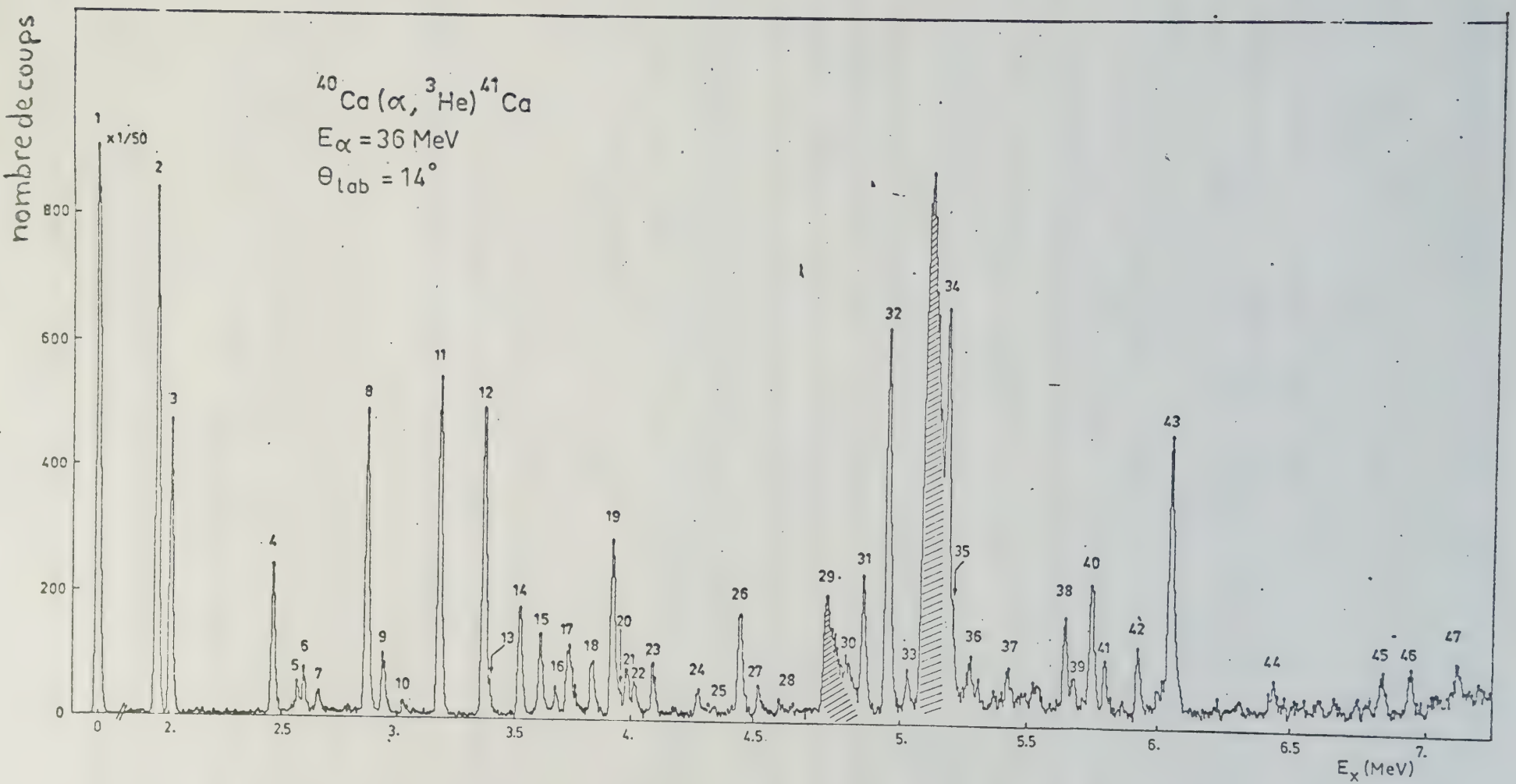


Fig. 8 : Spectre $^{40}Ca(\alpha, ^{3}He)$ obtenu à l'aide de jonctions à localisations.

II - METHODE D'ANALYSE DE REACTIONS DE TRANSFERT D'UN NUCLEON

Pour analyser les données que l'on obtient à partir d'une reaction nucléaire (distributions angulaires, polarisations, etc) et obtenir ainsi les caracteristiques des niveaux du noyau étudié, il est nécessaire de faire une hypothèse sur le mécanisme de réaction.

Ainsi, pour de nombreuses réactions de transfert d'un nucléon induites par ions légers, on fait l'hypothèse d'un mécanisme en une étape. On utilise l'approximation DWBA pour analyser ces réactions. Lorsque l'approximation DWBA ne permet pas de reproduire les résultats expérimentaux, on peut envisager des mécanismes multiétapes. Ceux-ci sont traités dans le cadre du formalisme des voies couplées.

Dans ce chapitre, nous rappellerons quelques points concernant l'approximation DWBA et exposerons plus en détail le formalisme des voies couplées.

1 - RAPPELS SUR L'APPROXIMATION DWBA

La DWBA décrit un processus simple, en une étape, les mouvements relatifs des particules dans l'état initial et final étant décrits par des ondes distordues par un potentiel optique traduisant la diffusion élastique et l'absorption vers d'autres voies de réaction.

Cette approximation conduit à remplacer l'expression exacte de l'amplitude de transition $T_{\substack{\alpha\beta \\ \alpha\neq\beta}} = \langle \phi_\beta \chi_\beta^- | V_\beta - U_\beta | \psi^+ \rangle$

par $$T_{\substack{\alpha\beta \\ \alpha\neq\beta}} = \langle \phi_\beta \chi_\beta^- | \overline{V_\beta} | \phi_\alpha \chi_\alpha^+ \rangle$$

ou V_β désigne l'interaction entre les fragments de la voie β

U_β est un potentiel optique défini dans cette voie.

$\overline{V}_\beta = V_\beta - U_\beta$ (ce terme représente l'interaction entre la particule transférée et la particule légère sortante).

χ_β^- l'onde distordue correspondante, χ_α^+ l'onde distordue dans la voie α

ϕ_α et ϕ_β sont états propres des hamiltoniens internes aux voies α et β (on a $H_{total} = T_\alpha + V_\alpha + H_\alpha$ sur α et $H_{total} = T_\beta + V_\beta + H_\beta$ sur β)

ψ^+ désigne la fonction d'onde totale.

La DWBA ne met donc en jeu explicitement que deux états ϕ_α et ϕ_β et elle suppose que les fonctions d'onde du modèle optique χ_α^+ et χ_β^- décrivent correctement la diffusion élastique dans les voies α et β.

Explicitons l'amplitude de transition DWBA de la réaction A(a,b)B

$$T_{\substack{\alpha\beta \\ \alpha\neq\beta}} = \mathcal{J} \iint \chi_\beta^-(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) < Bb|V|Aa> \chi_\alpha^+ (\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha) d\vec{r}_\alpha \; d\vec{r}_\beta$$

$$\text{avec } V = V_\beta - U_\beta$$

$\mathcal{J}$ est le jacobien de la transformation conduisant à l'utilisation de $\vec{r}_\alpha$ et $\vec{r}_\beta$, l'élément de matrice $<Bb|V|Aa> = \int \psi_B^* \psi_b^* V \psi_A \psi_a \, d\xi$ (au ξ représente toutes les coordonnées indépendantes de $\vec{r}_\alpha$ et $\vec{r}_\beta$) contient toute l'information sur la structure nucléaire, les règles de sélection en moment angulaire et dépend du type de réaction considéré.

Le développement de l'élément de matrice $\mathcal{J} <Bb|V|Aa>$ en une somme de termes correspondant chacun à un transfert de moment angulaire $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$ (avec $\vec{j} + \vec{J}_A = \vec{J}_B$ et $\vec{s} + \vec{s}_b = \vec{s}_a$) conduit à définir pour chaque transfert un facteur de forme $f_{\ell sj,m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta)$ et une amplitude spectroscopique $A_{\ell sj}$.

Le calcul de l'amplitude de transition nécessite une intégration sur les variables $\vec{r}_\alpha$ et $\vec{r}_\beta$, la complexité du calcul numérique d'une intégrale à six dimensions a motivé l'introduction de l'approximation de portée nulle. Cette approximation consiste à réécrire le facteur de forme de la façon suivante :

$$f^o_{\ell sjm}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta) = F_{\ell sj}(r_\alpha) \; Y^m_\ell(\hat{r_\alpha}) \; \delta(\vec{r}_\beta - \frac{A}{B} \vec{r}_\alpha),$$

en utilisant l'hypothèse que l'ion léger sortant est émis à l'endroit où la particule légère de la voie d'entrée est absorbée.

Pour la réaction $^{52}Cr(\alpha,t)$, le fondamental de la cible et du projectile étant de spin nul, à l'approximation de portée nulle, un seul terme du développement de $\mathcal{J} < Bb|V|Aa>$ contribuera à l'amplitude de transition, il est proportionnel à $A_{\ell \frac{1}{2} J_B, m} \; F_{\ell \frac{1}{2} J_B}(r) \; Y^m_\ell(\hat{r})$

Le programme que nous utilisons pour nos calculs (DWUCK3 [KU 73]) fait cette approximation. Elle est pleinement justifiée pour une réaction

telle que (d,p) [AU 70], par contre, pour la réaction (α,t) il faudra vérifier au cours de l'analyse si un calcul en portée finie permet de mieux reproduire les résultats expérimentaux. Il est montré dans la réf. [SA 64] que pour une réaction de stripping d'un nucléon, le facteur de forme de portée nulle s'identifie à la partie radiale de la fonction d'onde du nucléon transféré, c'est-à-dire ici $F_{\ell \frac{1}{2} J_B}(r) = U_{\ell \frac{1}{2} J_B}(r)$, $U_{\ell \frac{1}{2} J_B}(r)$ relative au proton transféré, et que le terme $A_{\ell sj}$ s'écrit sous la forme $A_{\ell sj} = S^{1/2} D_o$ où D_o est une constante dépendant de la normalisation asymptotique de la fonction d'onde de la particule légère de la voie d'entrée et $S^{1/2}$ l'amplitude spectroscopique. On a $S^{1/2} = C \mathcal{S}^{1/2}$ où $\mathcal{S}$ est le facteur spectroscopique et C est un coefficient de Clebsch-Gordan couplant les isospins.

La relation entre la section efficace calculée par le programme DWUCK3 et la section efficace expérimentale est pour une réaction de stripping :

$$\frac{d\sigma^{\ell sj}}{d\Omega} = C^2 \mathcal{S} D_o^2 \sigma^{\ell sj}_{DWUCK3}$$ (pour la réaction (α,t) nous prendrons $D_o^2 = 46$).

Souvent, même une analyse DWBA raffinée (calcul en portée finie, inclusion de forces tenseurs, etc) ne permet pas de reproduire tant en valeur absolue qu'en forme des distributions angulaires expérimentales. Ceci signifie que le processus simple, en une étape, décrit par la DWBA ne rend pas compte de la réaction et que des mécanismes plus complexes interviennent. Il est alors nécessaire d'introduire explicitement dans les calculs d'autres voies de réaction que la voie initiale (a,A) et finale (b,B).

Ceci nous conduit à exposer le formalisme des voies de réactions couplées qui permet de traiter ces cas.

2 - FORMALISME GENERAL DE LA METHODE DES VOIES DE REACTION COUPLEES [OS 75]

Considérons la réaction A(a,b)B à laquelle est associée l'équation $H\psi^+ = E\psi^+$ où H est l'hamiltonien du système, ψ^+ la fonction d'onde totale et E l'énergie totale.

Le formalisme des voies couplées consiste à développer ψ^+ sur les fonctions produits $\psi_\alpha = \psi_a \psi_A$ où ψ_a et ψ_A désignent respectivement les fonctions d'onde internes des systèmes projectile et cible. ψ_a et ψ_A sont antisymmétrisées séparément.

Le développement s'écrit $\psi^+ = \sum_\alpha \chi_\alpha(\vec{r}_\alpha)\psi_\alpha$; $\chi_\alpha(\vec{r}_\alpha)$ décrit le mouvement relatif du système projectile-cible.

La sommation porte en principe sur toutes les fragmentations possibles du système de a+A nucléons et sur tous les états internes à chaque fragmentation (la complexité des calculs fait qu'on ne développe que sur un nombre très restreint d'états).

L'hamiltonien peut se développer sur une quelconque des voies

$$H = H_\alpha + T_\alpha + V_\alpha = H_\beta + T_\beta + V_\beta$$

où: T_α est l'énergie cinétique relative des deux fragments dans la voie α,

V_α est le potentiel d'interaction entre les fragments de la voie α,

ψ_α est état propre du hamiltonien interne H_α pour la valeur propre ε_α

$H_\alpha \psi_\alpha = \varepsilon_\alpha \psi_\alpha$, de la même façon on a pour la voie β
$H_\beta \psi_\beta = \varepsilon_\beta \psi_\beta$

Si les voies α et β ne correspondent pas à la même fragmentation, les hamiltoniens H_α et H_β sont différents. Les fonctions ψ_α et ψ_β ne sont pas orthogonales. En toute rigueur, il apparait dans la suite des calculs des termes de non-orthogonalité, difficiles à évaluer.

Ces termes peuvent avoir une importance considérable, comme l'a montré Osterfeld [OS 75] pour la réaction d'échange de charge $^{48}Ca(^{3}He,t)^{48}Sc$. Pour une réaction de transfert en double étape d'un nucléon via l'excitation inélastique des noyaux résiduel et cible, et pour les schémas de couplage que nous envisagerons (voir plus loin), le terme de non orthogonalité apparaissant dans le formalisme (dû à $(\psi_a\ \psi A_{GS}|\psi_b\psi B_{GS})\neq 0$) est négligé en pratique dans les calculs.

On tire de l'équation $H\psi^+ = E\psi^+$ l'équation qui régit l'évolution de la voie β : $(\psi_\beta|H-E|\psi_\beta\chi_\beta) = -\sum_{\alpha\neq\beta}(\psi_\beta|H-E|\psi_\alpha\chi_\alpha)$ les parenthèses désignant une intégration sur les coordonnées de ψ_β. On explicite alors H sur la voie β et on introduit un potentiel optique $U_\beta(r_\beta)$.

$H = H_\beta + T_\beta + V_\beta = H_\beta + T_\beta + U_\beta + V_\beta - U_\beta$, on pose $\overline{V}_\beta = V_\beta - U_\beta$

nous obtenons les équations pour les voies de réaction couplées sous leur forme générale (sans terme de non-orthogonalité)

$$\left\{T_\beta + U_\beta + \varepsilon_\beta - E\right\}\ \chi_\beta = -\sum_\alpha(\psi_\beta|\overline{V}_\beta|\psi_\alpha\chi_\alpha)$$

que nous pouvons récrire $\left\{T_\beta + U_\beta + \varepsilon_\beta - E\right\}\chi_\beta = -\sum_{\alpha\neq\beta}(\psi_\beta|\overline{V}_\beta|\psi_\alpha\chi_\alpha)$

En effet, nous prendrons pour U_β le potentiel optique qui décrit la diffusion élastique dans la voie β ; le terme $(\psi_\beta|\overline{V}_\beta|\psi_\beta) = (\psi_\beta|V_\beta|\psi_\beta) - U_\beta$ est alors approximativement nul.

Le deuxième membre de l'équation donnant χ_β décrit les couplages entre β et les autres voies de réaction, $\overline{V}_\beta$ est le potentiel de couplage.

Ces équations sont résolues en tenant compte de la condition asymptotique suivante pour χ_β.

$$\chi_\beta(\vec{r}_\beta)\ r \xrightarrow[\beta\to\infty]{} \delta_{\beta\alpha_o}\exp(i(k_\beta z+\eta_\beta \log 2k_\beta r_\beta))+f_{\beta\alpha_o}(\hat{r_\beta})\frac{1}{r_\beta}\exp\ (i(k_\beta r_\beta-\eta_\beta \log 2k_\beta r_\beta))$$

χ_β a la forme d'une onde plane entrante dans la voie élastique α_o et

d'une onde sphérique sortante dans la voie β.
L'axe z est choisi parallèle à $\vec{k}_{\alpha_o}$, $\hat{r}_\beta = (\theta_{r\beta}, \varphi_{r\beta})$ et η_β est le paramètre de Coulomb dans la voie β.

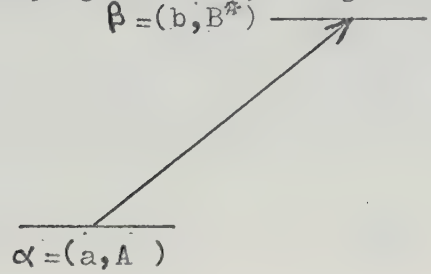
La section efficace différentielle de réaction est alors égale à

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)} \frac{k_\beta}{k_\alpha} \left| \frac{2\pi\hbar^2}{\mu_\beta} \; f_{\beta\alpha_o}(\hat{r}_\beta) \right|^2$$

3 - APPLICATION DE CE FORMALISME A QUELQUES SCHEMAS DE COUPLAGE

On peut dans le formalisme des voies de réactions couplées traiter des réseaux de réaction d'une complexité quelconque, ce qui permet aussi de retrouver les approximations les plus courantes.

Ainsi, l'approximation DWBA qui correspond à une transition en une étape entre les états (a,A) et (B^*,b) est traduite par le schéma de couplage suivant, on ignore les effets de la voie β sur la voie α.



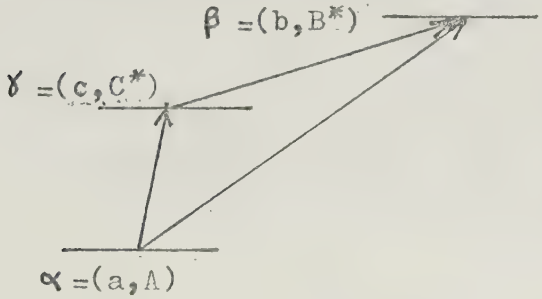
Les deux équations couplées correspondantes sont :

$$(T_\alpha + U_\alpha - E)\chi^{(+)}_{aA} = 0$$

$$(T_\beta U_\beta + \varepsilon_\beta - E)\chi_{bB^*} = -(\psi_{bB^*}|\bar{V}_\beta|\psi_{aA}\chi^{(+)}_{aA})$$

(nous montrons dans l'appendice (a) comment on retrouve à partir de ces équations l'amplitude de transition DWBA).

Le même type de couplage, mais avec l'introduction d'une voie de réaction intermédiaire nous conduit à l'approximation DWBA au 2ème ordre. Les trois équations couplées correspondantes sont



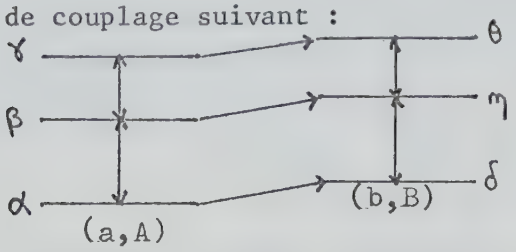
$$(T_\alpha + U_\alpha - E)\chi^{(+)}_\alpha = 0$$

$$(T_\gamma + U_\gamma + \varepsilon_\gamma - E)\chi_\gamma = -(\psi_\gamma|\bar{V}_\gamma|\psi_\alpha\chi^{(+)}_\alpha)$$

$$(T_\beta + U_\beta + \varepsilon_\beta - E)\chi_\beta = -(\psi_\beta|\bar{V}_\beta|\psi_\alpha\chi^{(+)}_\alpha) - (\psi_\beta|\bar{V}_\beta|\psi_\gamma\chi_\gamma)$$

(nous montrons dans l'appendice (a) comment on retrouve à partir de ces équations l'amplitude de transition DWBA au 2ème ordre).

Signalons enfin une autre approximation couramment utilisée (CCBA) qui consiste à coupler à tous les ordres les états d'une même partition et au premier ordre seulement les états voisins appartenant à deux partitions de masses différentes. Ce qui correspond au schéma de couplage suivant :



donnons par exemple les équations que satisfont χ_β et χ_η.

$$(T_\beta+U_\beta+\varepsilon_\beta-E)\chi_\beta = -(\psi_\beta|\overline{V}_\beta|\psi_\alpha\chi_\alpha) - (\psi_\beta|\overline{V}_\beta|\psi_\gamma\chi_\gamma)$$

$$(T_\eta-U_\eta+\varepsilon_\eta-E)\chi_\eta = -(\psi_\eta|\overline{V}_\eta|\psi_\delta\chi_\delta) - (\psi_\eta|\overline{V}_\eta|\psi_\theta\chi_\theta)$$

$$- (\psi_\eta|\overline{V}_\eta|\psi_\beta\chi_\beta)$$

4 - CALCUL PRATIQUE DE LA SECTION EFFICACE, LE PROGRAMME CHUCK [KU 78]

Tous nos calculs en voies couplées seront faits à l'aide du programme CHUCK. Le formalisme général que nous avons exposé au paragraphe 2 est impropre au calcul pratique, il faut recourir à l'analyse en ondes partielles. Nous allons voir maintenant les principales étapes d'un tel calcul et donner l'expression de la section efficace différentielle que calcule CHUCK.

La fonction d'onde totale ψ est développée sur des états de moment angulaire total J et de projection M. Ces états sont construits à partir des fonctions d'onde intrinsèques des particules et de la partie angulaire du mouvement relatif

$$\psi = \sum_{\substack{C\ell_c j_c \\ J\ M}} \chi^{JM}_{j_c\ \ell_c}(k_c, r_c)\ \phi^{JM}_{\ell_c\ s_c\ j_c\ I_c}$$

avec $$\phi^{JM}_{\ell_c\ s_c\ j_c\ I_c} = \sum \langle \ell_c\ m_{\ell_c}\ s_c\ m_{s_c} | j_c\ m_{j_c} \rangle \langle j_c\ m_{j_c}\ I_c m_{I_c} | JM \rangle \times$$

$$\times\ i^{\ell_c}\ Y^{m_{\ell_c}}_{\ell_c}(\hat{r}_c)\ \phi_{s_c m_{s_c}}\ \phi_{I_c m_{I_c}}$$

(la somme porte sur tous les nombres quantiques magnétiques, sauf M)

$\phi_{s_c\ m_{s_c}}$ et $\phi_{I_c\ m_{I_c}}$ sont les fonctions d'onde intrinsèques des particules dans la voie C.

Par projection, nous obtenons l'équation qui régit $\chi^{JM}_{j_c\ \ell_c}$

$$\left[\frac{d^2}{dr_c^2} - \frac{\ell_c(\ell_c+1)}{r_c^2} + k_c^2 - U_c\right] \chi^{JM}_{\ell_c, j_c}(k_c, r_c) = \sum_{c'\ell_{c'}\, j_{c'}} \frac{2\mu_c}{\hbar^2}$$

$$< \phi^{JM}_{\substack{\ell_c\, s_c \\ j_c\, I_c}} |\overline{V}_c| \phi^{JM}_{\substack{\ell_{c'}\, s_{c'} \\ j_{c'}\, I_{c'}}} \chi^{JM}_{\ell_{c'}\, j_{c'}}(k_{c'}, r_{c'})>$$

Les crochets pointus désignent une intégration sur les coordonnées internes de la voie c et sur les variables angulaires $(\hat{r}_c)$.
U_c désigne le potentiel optique de la voie c et contient le terme coulombien.

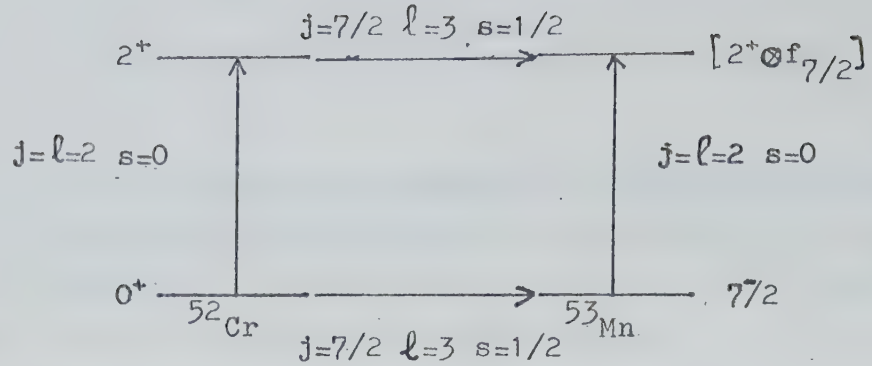
Pour le calcul du terme de couplage, le second membre, le programme CHUCK fait l'approximation de portée nulle. Dans la réf. [OS 75] il est montré que dans ce cas ce terme peut s'écrire :

$$<\phi^{JM}_{\substack{\ell_c\, s_c \\ j_c\, I_c}} |\overline{V}_c| \phi^{JM}_{\substack{\ell_{c'}\, s_{c'} \\ j_{c'}\, I_{c'}}} \chi^{JM}_{\ell_{c'}\, j_{c'}}> = \sum_{\ell s j} (-1)^{J-j_{c'}-I_{c'}} i^{\ell_{c'}-\ell-\ell_c} \frac{}{\sqrt{4\pi}} \hat{\ell}_c\, \hat{\ell}\, \hat{j}_c\, \hat{j}_{c'}\, \hat{j}\, \hat{s}_{c'}\, \hat{I}_c \times$$

$$\times <\ell_c\ \ell 0 0 | \ell_{c'}\ 0> \times W(j_c I_c, j_{c'} I_{c'}; J j) \times \begin{Bmatrix} \ell_c & s_c & j_c \\ \ell & s & j \\ \ell_{c'} & s_{c'} & j_{c'} \end{Bmatrix} \times B^{cc'}_{\ell s j}\ f^{cc'}_{\ell s j}(r_{c'})$$

$\vec{j}$ est le moment orbital transféré $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$ et $\vec{j} = \vec{I}_c - \vec{I}_{c'}$, $\vec{s} = \vec{s}_{c'} - \vec{s}_c$
et $\hat{a}$ est mis pour $\sqrt{2a+1}$

Nous ne considérerons qu'un seul transfert $\ell s j$ entre chaque voie. Sur le schéma suivant nous montrons les différents transferts qui interviennent pour l'excitation en deux étapes d'un état du multiplet de couplage faible $[2^+ \otimes f_{7/2}]$ de ^{53}Mn.



le développement du terme de couplage a permis de définir une amplitude spectroscopique $B^{cc'}_{\ell sj}$ et un facteur de forme $f^{cc'}_{\ell sj}(r_{c'})$. Lorsque l'on couple deux voies par stripping d'une particule, le facteur de forme s'identifie à la fonction d'onde de la particule transférée dans le noyau final et l'amplitude spectroscopique est égale à $C\mathcal{S}^{1/2}_{\ell j}$ Do ou $\mathcal{S}_{\ell j}$ est le facteur spectroscopique de l'état final, C un coefficient de Clebsch-Gordan couplant les isospins et Do une constante.

Pour l'excitation d'états collectifs $B^{cc'}_{\ell sj}$ est le paramètre de déformation et $f^{cc'}_{\ell sj}$ est le facteur de forme collectif.

L'équation donnant $\chi^{JM}_{\ell_c, j_c}$ est résolue, $\chi^{JM}_{\ell_c, j_c}$ satisfaisant à la condition aux limites suivante :

$$\chi^{JM}_{\ell_c, j_c}(k_c, r_c) \underset{r_c \to \infty}{\to} \frac{e^{i\sigma_{\ell_c}}}{k_c} \hat{\ell_c} \left[F^c_{\ell_c} \delta_{cc_o} \delta_{\ell_c \ell_{c_o}} \delta_{j_c j_{c_o}} + \sqrt{\frac{V_{c_o}}{V_c}} T^J_{\substack{j_c \ell_c \\ j_{c_o} \ell_{c_o}}} (G^c_{\ell_c} + i F^c_{\ell_c}) \right]$$

c_o réfère à la voie élastique, F_{ℓ_c} et G_{ℓ_c} désignent les fonctions régulières et irrégulières coulombiennes, σ_{ℓ_c} le déphasage coulombien, V_c est la vitesse relative des fragments dans la voie c.

L'ajustement asymptotique de $\chi^{JM}_{\ell_c\ j_c}$ à cette forme fournit les coefficients $T^J_{j_c\ \ell_c,\ j_{c_o}\ \ell_{c_o}}$ avec lesquels est calculée l'amplitude de diffusion.

L'amplitude de diffusion calculée par CHUCK à partir de ces coefficients est

$$D^{\ell_c\ m_c}_{M_c \nu_c, M_{c_o} \nu_{c_o}} = \sum_{\substack{j_{c_o} \\ JM}} \sum_{\ell_{c_o}} \frac{e^{2i(\sigma_{\ell_c} - \sigma_{\ell_{c_o}})}}{k_c} (2\ell_c+1) \left[\frac{(\ell_c+m_c)!}{(\ell_c-m_c)!} \right]^{\frac{1}{2}} \langle \ell_{c_o} s_{c_o} 0 \nu_{c_o} | j_{c_o} \nu_{c_o} \rangle$$

$$\langle j_{c_o} I_{c_o} \nu_{c_o} M_{c_o} | JM \rangle \langle \ell_c s_c m_c - \nu_c | j_c M - M_c \rangle \langle j_c I_c M - M_c M_c | JM \rangle T^J_{\ell_c\ j_c\ \ell_{c_o}\ j_{c_o}} .$$

La section efficace différentielle pour la voie c s'obtient en sommant sur les nombres quantiques magnétiques restants

$$\frac{d\sigma^c}{d\Omega} = \frac{1}{(2I_c+1)(2s_{c_o}+1)} \sum_{\substack{M_c M_{c_o} \\ \nu_c \nu_{c_o}}} \Big| f(\theta)_{\text{coulomb}}\, \delta_{cc_o}\, \delta_{\ell_c \ell_{c_o}}\, \delta_{j_c j_{c_o}}$$

$$+ \sum_{\ell_c, m_c} D^{\ell_c\ m_c}_{M_c\ \nu_c, M_{c_o}\ \nu_{c_o}}\, P^{m_c}_{\ell_c}(\theta)\, e^{i m_c \varphi} \Big|^2$$

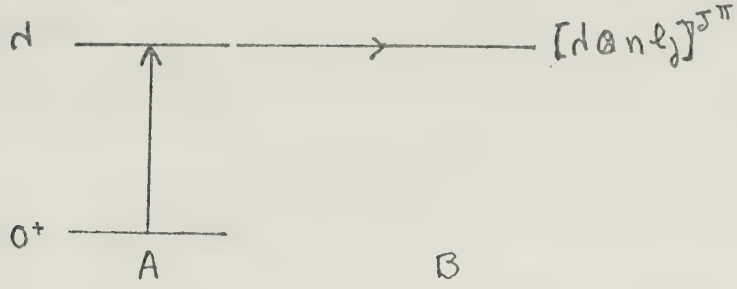
5 - INGREDIENTS DU CALCUL, CAS DU COUPLAGE FAIBLE, PHASES

En résumé, pour faire un calcul en voies couplées il faut :

- Définir les voies de réaction, c'est-à-dire donner les caractéristiques physiques des particules mises en jeu dans cette voie (masses, charges, énergies, spins) et aussi donner le potentiel optique décrivant la diffusion élastique du projectile sur la cible dans cette voie.

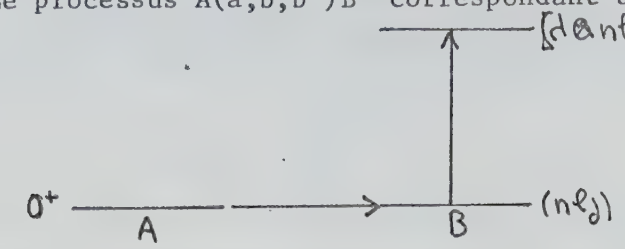
- Définir les couplages entre les voies de réaction, ce qui signifie donner un schéma de couplage, et, quand deux voies sont couplées, donner l'intensité du couplage (terme $B^{cc'}_{\ell s j}$) et le type de couplage (facteur de forme collectif ou de transfert).

Pour nos calculs en double étape d'une réaction de stripping d'un nucléon, nous faisons l'hypothèse que les niveaux du noyau final peuplés de cette façon sont des états de couplage faible, ces états appartenant aux multiplets de couplage faible construits sur les différents états excités du coeur (appendice B). Pour la réaction $A(a,b)B^*$ on a deux processus double étape qui conduisent à ces états. Le processus $A(a,a',b)B^*$ correspondant au schéma



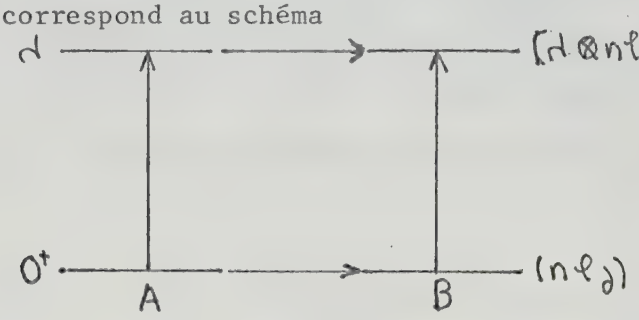
L'état final est ici atteint via l'excitation inélastique de l'état λ du noyau pair pair A suivi du transfert dans la couche (nℓj).

Le processus A(a,b,b')B* correspondant au schéma



Ici l'état final est atteint via transfert dans la couche (nℓj) et excitation inélastique du coeur A de B.

On devra tenir compte de l'interférence de ces deux mécanismes, ce qui correspond au schéma



Dans les trois schémas présentés, nous avons couplé au premier ordre seulement les voies inélastiques dans A et dans B, ceci est valable quand l'état λ de A n'est que faiblement collectif (cf paragraphe 6). Les transferts eux sont toujours traités au premier ordre.

Le modèle du couplage faible nous impose de prendre le même paramètre de couplage pour l'excitation $0^+ \to \lambda$ dans A et $(n\ell j) \to [\lambda \otimes n\ell j]^{J\pi}$ dans B (c'est alors le paramètre de déformation associé à l'état λ). Il résulte aussi de ce modèle que pour les transferts, l'intensité des couplages $0^+_A \to (n\ell j)_B$ et $\lambda_A \to [\lambda \otimes n\ell j]^{J\pi}_B$ est la même à une phase près. En effet, nous avons vu au paragraphe 4 que cette intensité est égale à $C\mathcal{S}^{1/2}_{\ell j}$ Do ou $\mathcal{S}^{1/2}_{\ell j}$ est l'amplitude spectroscopique du niveau final atteint par transfert. On a :

$$\mathcal{Y}^{1/2}_{(d\to(d\otimes n\ell_j)^J)} = \frac{1}{\sqrt{2J+1}} \langle (j\lambda)J||a^+_j||(0,\lambda)\lambda\rangle \text{ et}$$

$$\mathcal{Y}^{1/2}_{(0\to(n\ell_j))} = \frac{1}{\sqrt{2j+1}} \langle j||a^+_j||0\rangle$$

or:

$$\langle (j,\lambda)J||a^+_j||(0,\lambda)\lambda\rangle = (-1)^{j+\lambda+\lambda+j}\sqrt{(2J+1)\ (2\lambda+1)}\ \begin{Bmatrix} j & J & \lambda \\ \lambda & 0 & j \end{Bmatrix} \langle j||a^+_j||0\rangle$$

$$= (-1)^{2j+2\lambda}\ (-1)^{j+\lambda+J}\sqrt{\frac{2J+1}{2j+1}}\ \langle j||a^+_j||0\rangle$$

on en tire $\mathcal{Y}^{1/2}(\lambda\to(\lambda\otimes n\ell j)^J) = (-1)^{3j+J+\lambda}\ \mathcal{Y}^{1/2}(0\to(n\ell j))$

Nous devrons donc, en entrée du programme CHUCK, respecter cette règle pour que les effets d'interférence entre les voies (a,a',b) et (a,b,b') soient calculés convenablement.

6 - REMARQUES GENERALES SUR CE QUE PREVOIT LE CALCUL POUR LE PEUPLEMENT D'ETATS DE COUPLAGE FAIBLE DANS UNE REACTION DE TRANSFERT EN DEUX ETAPES.

Nous présentons et commentons dans ce paragraphe les résultats des calculs en double étape faits pour les réactions $^{52}Cr(\alpha,t)^{53}Mn$ et $^{40}Ca(\alpha,{}^3He)^{41}Ca$ et conduisant dans le premier cas aux états du multiplet $[2^+\otimes f_{7/2}]$ de ^{53}Mn et dans le second aux états du multiplet $[3^-\otimes f_{7/2}]$ de ^{41}Ca. Le multiplet $[2^+\otimes f_{7/2}]$ de ^{53}Mn comporte cinq états $\frac{3}{2}^-$, $\frac{5}{2}^-$, $\frac{7}{2}^-$, $\frac{9}{2}^-$, $\frac{11}{2}^-$, que l'on suppose dégénérés à l'énergie du 2^+ ^{52}Cr : 1.434 MeV. Le multiplet $[3^-\otimes f_{7/2}]$ de ^{41}Ca comporte sept états $\frac{1}{2}^+$, $\frac{3}{2}^+$, $\frac{5}{2}^+$, $\frac{7}{2}^+$, $\frac{9}{2}^+$, $\frac{11}{2}^+$, $\frac{13}{2}^+$; de la même façon on les suppose tous à l'énergie du 3^- de ^{40}Ca : 3.74 MeV.

Pour l'excitation de ces deux multiplets, nous avons fait le calcul pour les processus (a,a',b), (a,b,b') et (a,a',b) + (a,b,b') (cf paragraphe 5). Ces mécanismes associant l'excitation inélastique et le transfert d'un proton dans la couche $1f_{7/2}$, tous les couplages étant au premier ordre.

Les valeurs des paramètres de couplage sont les suivantes : pour le couplage $0^+ \rightarrow 2^+$ dans Cr^{52} nous prenons un paramètre de déformation égal à 0.17([NSD 78], valeur issue de l'expérience $^{52}Cr(p,p')$) et pour le couplage $0^+ \rightarrow 3^-$ dans ^{40}Ca nous prenons ce paramètre égal à 0.29 ([LI 67] valeur issue de l'expérience $^{40}Ca(\alpha,\alpha')$).

La valeur absolue du paramètre de couplage pour les transferts est prise égale à 479 pour $^{52}Cr(\alpha,t)$ et à 678 pour $^{40}Ca(\alpha,{}^3He)$ (en attribuant respectivement les valeurs $\frac{1}{\sqrt{2}}$ et 1 aux amplitudes spectroscopiques du fondamental de ^{53}Mn et de ^{41}Ca, valeurs données par le modèle en couche extrême). Pour le mécanisme (a,a',b) + (a,b,b') nous avons suivi la règle de phase explicitée au paragraphe précédent.

Nous montrons sur la figure 9 et sur la figure 10 les distributions angulaires obtenues. Nous n'avons reproduit ces distributions angulaires que jusqu'à $\theta_{CM} = 60°$ correspondant à notre plage angulaire expérimentale.

Il apparaît que jusqu'à $\theta_{CM} = 60°$, un des processus est toujours dominant, c'est le processus (α,α',t) pour la réaction $^{52}Cr(\alpha,t)$ et $(\alpha,\alpha',{}^3He)$ pour la réaction $^{40}Ca(\alpha,{}^3He)$.

Cet écart en valeur absolue entre les sections efficaces des deux processus contribuant à chaque réaction semble être lié au sections efficaces de diffusion inélastique. En effet, nous comparons sur la figure 11 d'une part la section efficace de la réaction $^{52}Cr(\alpha,\alpha')$ peuplant le 2^+ à 1.43 MeV à la section efficace de la réaction $^{53}Mn(t,t')$ supposée peupler un 2^+ à 1.43 MeV et d'autre part la section efficace de la réaction $^{40}Ca(\alpha,\alpha')$ peuplant le 3^- à 3.74 MeV à la section efficace de la réaction $^{41}Ca({}^3He,{}^3He')$ supposée peupler un 3^- à 3.74 MeV,les sections efficaces totales des diffusions inélastiques $^{52}Cr(\alpha,\alpha')$ et $^{40}Ca(\alpha,\alpha')$ l'emportent respectivement sur les sections efficaces totales de $^{53}Mn(t,t')$ et $^{41}Ca({}^3He,{}^3He')$.Le processus le plus faible en valeur absolue n'est cependant négligeable (on a en général moins d'un ordre de grandeur d'écart) et au cours de l'analyse des résultats expérimentaux on devra toujours faire intervenir les deux mécanismes.

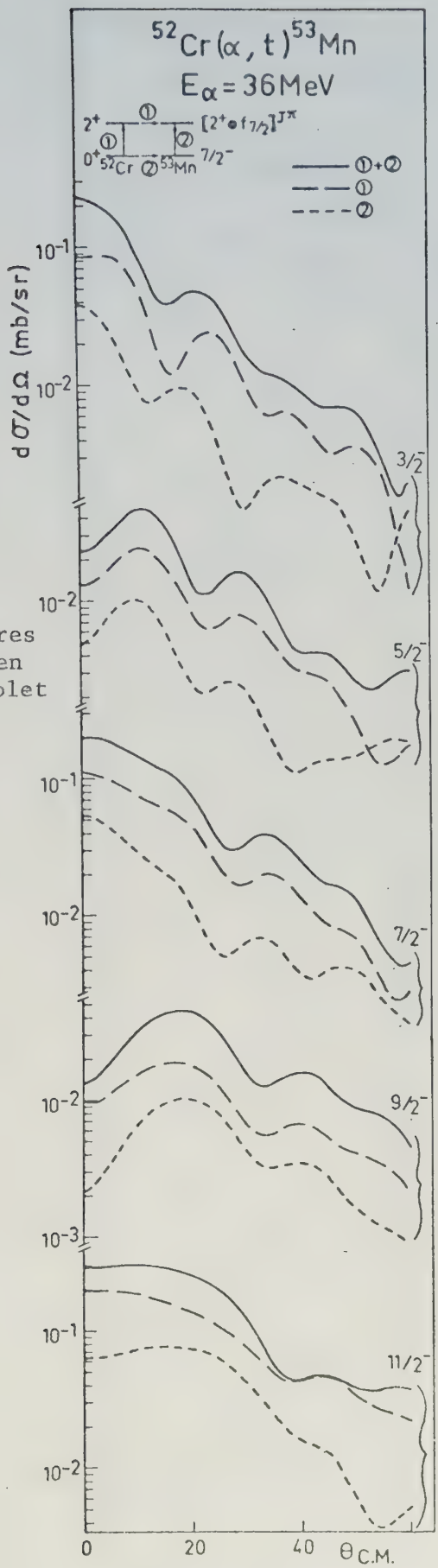


Fig. 9 : Distributions angulaires prévues pour le peuplement en 2 étapes des états du multiplet $[2^+ \otimes f_{7/2}]$ de ^{53}Mn.

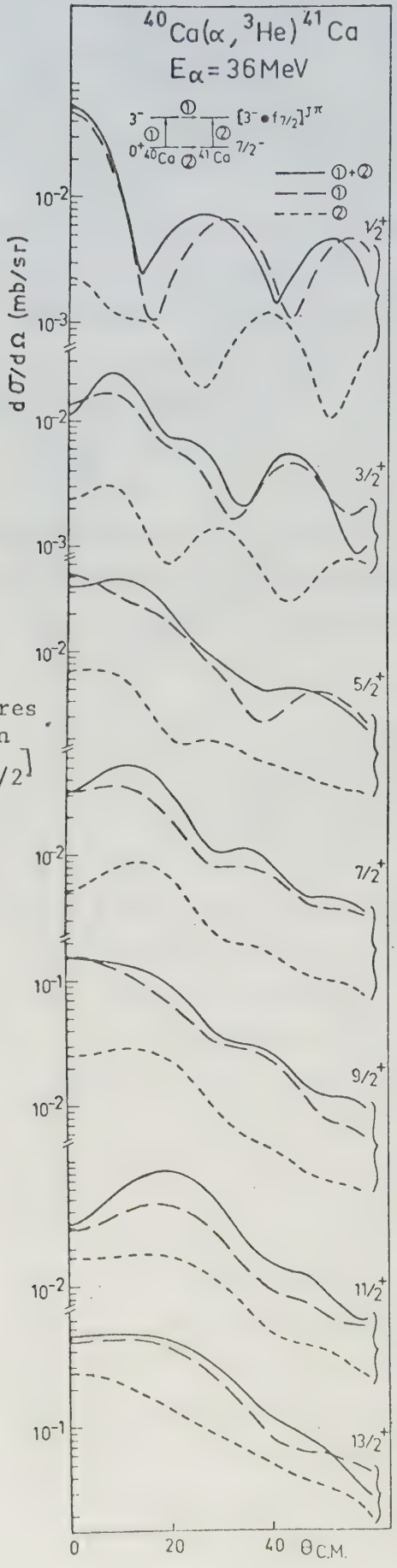


Fig. 10 : Distributions angulaires prévues pour le peuplement en 2 étapes du multiplet $[3^- \otimes f_{7/2}]$ de ^{41}Ca.

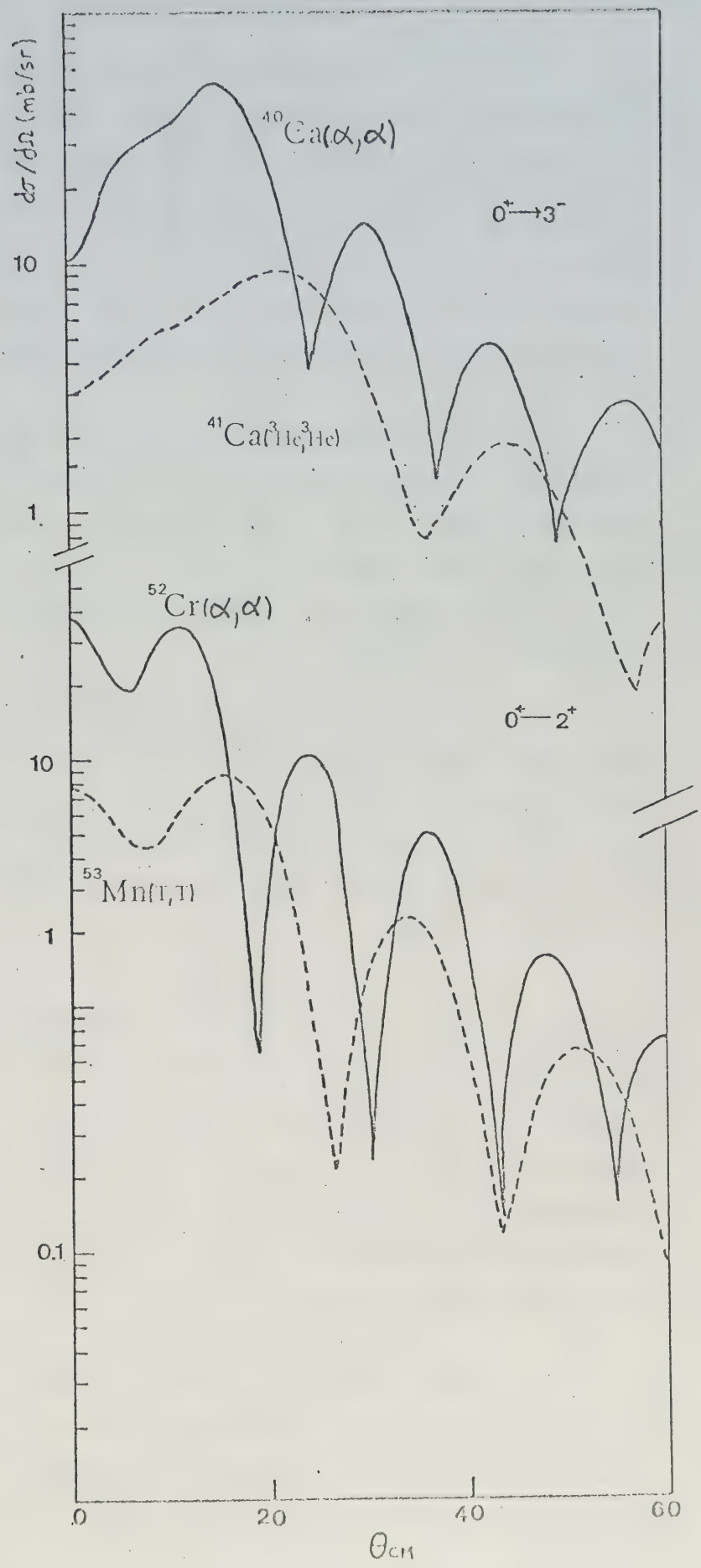


Fig. 11 : Comparaison des sections efficaces inélastiques sur les noyaux cibles et résiduels.

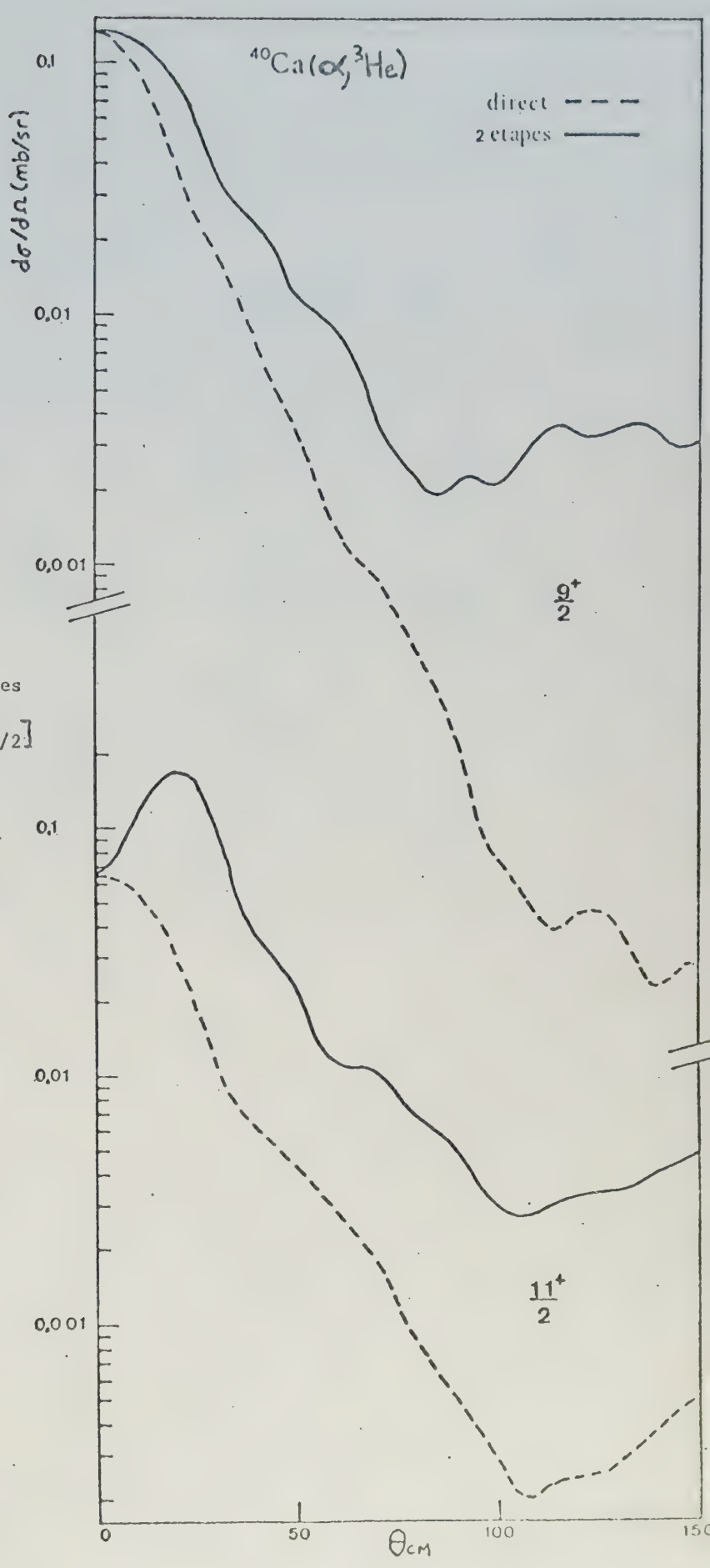
On remarque d'autre part que l'on a des sections efficaces alternativement importantes et faibles. Ainsi, pour les états $\frac{3}{2}^-$, $\frac{7}{2}^-$ et $\frac{11}{2}^-$ du multiplet $[2^+ \otimes f_{7/2}]$ de ^{53}Mn elle est de l'ordre de 200 µb aux angles avant alors que pour le $\frac{5}{2}^-$ et le $\frac{9}{2}^-$ elle n'est que de 20 µb. Or, comme on le verra plus loin, pour (α,t) et $(\alpha,^3He)$ les sections efficaces expérimentales de niveaux, dont la distribution angulaire est reproduite par la DWBA, sont aussi de cet ordre de grandeur. On ne peut donc pas négliger les processus deux étapes dans l'analyse de ces réactions.

Le point le plus important est que ces distributions angulaires sont fortement dépendantes du spin final. Ainsi, par exemple, on distingue aisément le $\frac{9}{2}^-$ du $\frac{11}{2}^-$ du multiplet $[2^+ \otimes f_{7/2}]$ de ^{53}Mn, alors qu'un calcul DWBA conduisant à des niveaux de spin $\frac{9}{2}^-$ et $\frac{11}{2}^-$ impliquerait pour ces deux niveaux un transfert $\ell=5$ et on ne pourrait alors distinguer le $\frac{9}{2}^-$ du $\frac{11}{2}^-$

Pour ces deux multiplets, les distributions angulaires ont à peu près le même comportement, c'est-à-dire on a une alternance entre une distribution angulaire peu structurée et régulièrement décroissante ($\frac{7}{2}^-$ et $\frac{11}{2}^-$ de $[2^+ \otimes f_{7/2}]$, $\frac{5}{2}^+$, $\frac{9}{2}^+$, $\frac{13}{2}^+$ de $3^- \otimes f_{7/2}$ et une distribution angulaire offrant un maximum assez prononcé ($\frac{5}{2}^-$ et $\frac{9}{2}^-$ de $[2^+ \otimes f_{7/2}]$, $\frac{3}{2}^+$, $\frac{7}{2}^+$, $\frac{11}{2}^+$ de $[3^- \otimes f_{7/2}]$).

Une autre propriété qui distingue ces distributions angulaires de celles caractéristiques d'un transfert direct est qu'elles décroissent beaucoup moins vite avec l'angle, comme nous le montrons sur la figure 12 pour la réaction ^{40}Ca$(\alpha,^3He)$ où nous avons peuplé les mêmes niveaux soit par processus direct, soit par processus deux étapes. Typiquement, pour un angle de 120°, on a un rapport 100 entre les deux mécanismes. Des mesures à ces angles arrières sont donc un veritable test du mécanisme de réaction.

Nous comparons en fin de ce paragraphe les résultats du calcul mettant en jeu des couplages au premier ordre entre les voies inélastiques à ceux du calcul mettant en jeu un couplage à tous les ordres (calcul sur le multiplet $[2^+ \otimes f_{7/2}]$ de ^{53}Mn). D'après la figure 13 les



12 : Comparaison aux angles arrières entre les sections efficaces 2 étapes et directs pour quelques états du multiplet $[3^-\otimes f_{7/2}]$ de ^{41}Ca.

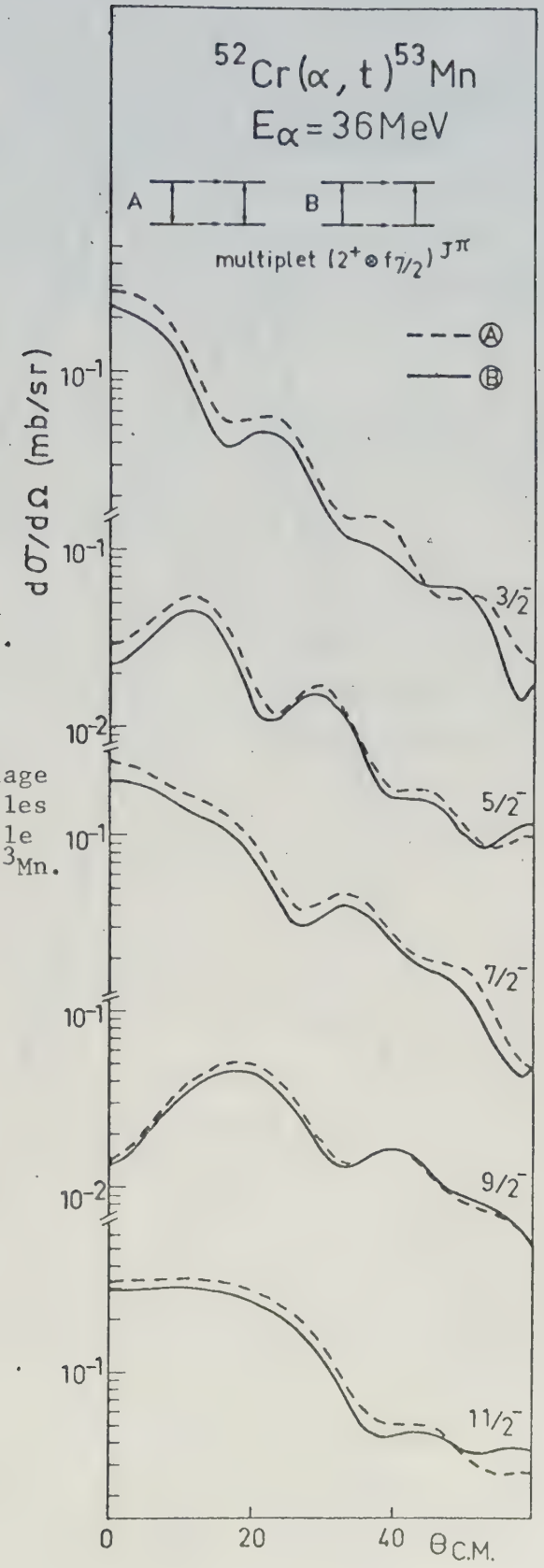
résultats de ces deux calculs sont suffisamment proches pour justifier l'emploi du couplage au premier ordre (ceci est vrai aussi pour le multiplet $(3^- \otimes f_{7/2})$ de ^{41}Ca, bien que le 3^- de ^{40}Ca soit assez collectif).

7 - LOCALISATION EN ℓ

Nous montrons sur la figure 14 l'évolution en fonction de ℓ de la partie réelle de l'amplitude de diffusion $D^{\ell_c\, m_c}_{M_t\, \nu_c, 0, 0}$ qui intervient dans le calcul en double étape de la section efficace de la réaction $^{40}Ca(\alpha, ^3He)$ conduisant au multiplet $[3^- \otimes f_{7/2}]$ de ^{41}Ca.

Cette amplitude a été définie au paragraphe 4, Mc et νc désignant respectivement les nombres quantiques magnétiques du noyau résiduel ^{41}Ca et de ^3He.

Nous ne montrons ces amplitudes que pour les états $\frac{9^+}{2}$, $\frac{11^+}{2}$, et $\frac{1^+}{2}$ du multiplet. De ceci il ressort que ces amplitudes de diffusion sont fortement localisées au voisinage de $\ell = 10$, ce qui signifie que la réaction $(\alpha, ^3He)$ en double étape est une réaction de surface (comme la plupart des réactions nucléaires en ions légers qui mettent en jeu des particules composites).



g. 13 : Calcul avec couplage à tous les ordres entre les voies inélastiques pour le ltiplet $(2^+ \otimes f_{7/2})$ de ^{53}Mn.

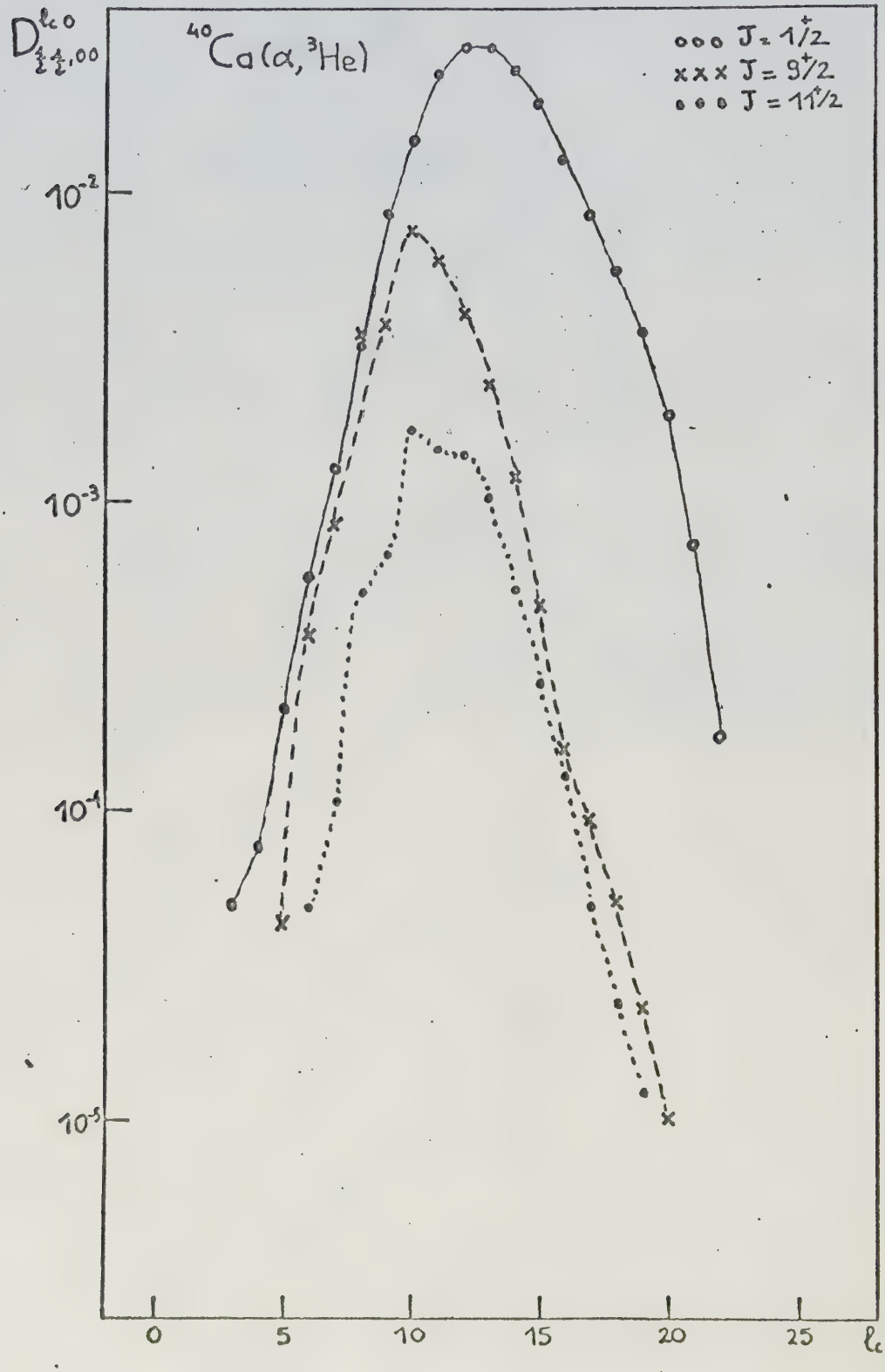


Fig. 14 : Localisation en ℓ des amplitudes partielles.

III - ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons au cours de l'expérience $^{52}Cr(\alpha,t)$ analysé les distributions angulaires d'une trentaine de niveaux de ^{53}Mn d'énergie allant de 0. à 4.563 MeV. Tous ces niveaux ont une énergie connue et repertoriée dans la référence[NDS77]. Bon nombre d'entre eux ont aussi un spin et une parité connue. Sur la figure 15 nous montrons le tableau de tous ces niveaux.

L'analyse des résultats comportera trois étapes :

- le choix de potentiels optiques, préliminaire à toute analyse de réactions directes

- l'analyse DWBA d'un certain nombre de niveaux présentant des distributions angulaires caractéristiques.

- l'analyse en voies couplées des niveaux dont les distributions angulaires ne sont pas reproduites par la DWBA.

Nous exposerons ensuite les résultats obtenus au cours de l'expérience $^{40}Ca(\alpha,^{3}He)$.

1 - CHOIX DES POTENTIELS OPTIQUES

Pour les calculs DWBA et les calculs en voies couplées, nous avons besoin de potentiels optiques qui décrivent la diffusion élastique sur le noyau cible et le noyau résiduel, c'est-à-dire $^{52}Cr(\alpha,\alpha)$ à 36 MeV et $^{53}Mn(t,t)$ à environ 20 MeV.

Il est établi que de nombreuses expériences ont montré que la diffusion d'alphas et de tritons sur de tels noyaux, dans cette gamme d'énergie peut être décrite par le modèle optique.

Le potentiel du modèle optique est ainsi défini :

$$U(r) = V_c - V_R\, f(x_R) + \left(\frac{\hbar}{m\pi C}\right)^2 V_{SO}\, \vec{\sigma}.\vec{\ell}\, \frac{1}{r}\frac{d}{dr} f(x_{so}) - i[Wf(x_w) - 4\, W_D \frac{d}{dx_D} f(x_D)]$$

PIC	Ex (MeV) réf.a)	J^{π} réf.a)	ANALYSE	PIC	Ex (MeV) réf.a)	J^{π} réf.a)	ANALYSE
GS	0.	$7/2^-$	DWBA $\ell=3$	15	3.381		DWBA $\ell=1$
1	0.378	$5/2^-$	CRC [b]	16	3.481	$1/2^-$	CRC
2	1.289	$3/2^-$	DWBA $\ell=1$	17	3.557		CRC
3	1.441	$11/2^-$	CRC	18	3.668	$5/2^-$	DWBA $\ell=3$
4	1.621	$9/2^-$	CRC	19	3.708		CRC
5	2.407	$3/2^-$	DWBA $\ell=1$	20	3.784		CRC
6	2.573	$7/2^-$	CRC	21	3.854		DWBA $\ell=1$
7	2.671	$1/2^-$	DWBA $\ell=1$	22	3.962		DWBA $\ell=1$
8	2.697*		CRC	24	4.021		CRC
9	2.876	$3/2^-$	DWBA $\ell=1$	24	4.070	$5/2^-$	DWBA $\ell=3$
10	2.946	$(9/2)^-$	CRC	25	4.278	$5/2^-$	DWBA $\ell=3$
11	3.007	(5/2)	CRC	26	4.304		DWBA $\ell=3$
12	3.097	$3/2^-$	DWBA $\ell=1$	27	4.360		CRC
13	3.126	$5/2^-$, $7/2^-$,$9/2^-$	DWBA $\ell=3$	28	4.449		CRC
14	3.182	$3/2^-$	CRC	29	4.570	$5/2^-$	DWBA $\ell=3$

a) [NDS 77]

b) CRC est mis pour 'coupled reaction channel analysis'

le numero du pic se refère à ce qui est indiqué sur la Fig. 6

Fig. 15 : Niveaux excités dans ^{53}Mn.

V_c est le terme coulombien $V_c = ZZ'e^2/r$ pour $r \geq r_c A^{1/3}$

$$V_c = (ZZ'e^2/2Rc)(3-r^2/R_c^2) \text{ pour } r < r_c A^{1/3}$$

$$\text{avec } R_c = r_c A^{1/3}$$

Les fonctions $f(x_i)$ sont des fonctions de Woods-Saxon caractérisées par un rayon r_i et une diffusivité a_i

$$f(x_i) = (1 + e^{x_i})^{-1} \text{ avec } x_i = (r-r_i A^{1/3})/a_i$$

La détermination des paramètres du potentiel optique est ambigüe surtout pour des particules composites, de nombreux jeux de paramètres pouvant donner des résultats également bons quand on les confronte à l'expérience [HO 71]. Pour des particules composites, le potentiel optique semble avant tout être caractérisé par un puits réel dont la profondeur est de n x 50 MeV (n = nombre de nucléons dans la particule), c'est-à-dire 200 MeV pour les alphas et 150 MeV pour les tritons ; d'autre part, ce type de potentiel est celui qui donne le meilleur accord avec l'expérience quand il est utilisé dans une analyse DWBA de réactions de transfert [ST 67].

1.a - Choix du potentiel alpha

On n'a pas pour les alphas une paramétrisation, en fonction de l'énergie et du nombre de masse, des grandeurs entrant dans le potentiel optique (comme il en existe pour n,p,d).

D'une tentative peu concluante faite en ce sens [LE 72], il ressort qu'un potentiel optique de volume à quatre paramètres libres (V_R, a_R, r_R, W, ($a_W = a_R$, $r_W = r_R$) suffit pour décrire la diffusion d'alphas de 20 à 30 MeV sur des noyaux allant de ^{46}Ti à ^{64}Zn Il n'est apparu aucune dépendance claire en énergie (pour A fixé), ni de dépendance éventuelle en nombre de masse (pour E fixé), si ce n'est une variation linéaire de la profondeur imaginaire en fonction du paramètre d'asymétrie (N-Z)/A.

Nous avons décidé de choisir le potentiel alpha qui reproduit le mieux la distribution angulaire expérimentale des alphas corres-

pondant au fondamental et au premier état excité (2^+ à 1.434 MeV) du ^{52}Cr, pour une énergie incidente de 36 MeV.

Pour déterminer les paramètres du potentiel optique, nous avons utilisé le programme ECIS [RA 79] qui résoud les équations couplées que doivent satisfaire les fonctions d'onde radiales des voies élastiques et inélastiques (le paramètre de déformation du premier 2^+ de ^{52}Cr est pris égal à 0.17 (cf chapitre 3)).

Nous faisons le choix d'un potentiel de départ, et le programme ajuste au mieux les paramètres que nous laissons libres. On ne peut faire varier simultanément cinq où six paramètres, car le potentiel qui résulte d'un tel calcul est souvent dénué de signification physique.

Nous avons donc suivi la procédure de recherche suivante (à chaque étape on prend comme potentiel de départ le potentiel d'arrivée de l'étape précédente).

Variation des profondeurs V_R, W
puis variation de a_R, W
puis variation du puits imaginaire W, a_W, r_W
puis variation de V_R, a_R, a_W, r_W
et finalement variation de V_R, W

Le potentiel qui a résulté de cette recherche est le suivant :

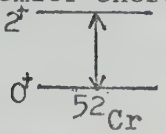
V_R = 172.8 MeV r_R = 1.37 fm a_R = .59 Fm
W = 20.5 MeV r_I = 1.49 fm a_I = .51 Fm

Le χ^2 $\left[\chi^2 = \frac{1}{\text{Nb de points}} \sum_{\substack{\text{nb de} \\ \text{points}}} \frac{(\sigma^i_{exp} - \sigma^i_{calc})^2}{d\sigma^2}\right]$, qui donne une mesure de la validité du résultat obtenu, vaut 30.

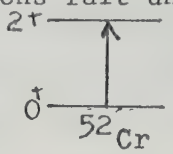
Nous montrons sur la figure 16 les distributions angulaires expérimentales et calculées du fondamental et du premier excité de ^{52}Cr.

Pour le fondamental, l'amplitude des oscillations est assez mal reproduite. Pour le 2^+ par contre l'accord est bon, tant en phase qu'en amplitude.

Ce potentiel résulte d'un calcul ou le fondamental et le premier excité de ^{52}Cr sont couplés à tous les ordres (schéma de couplage



donc a priori ce potentiel est impropre à un calcul DWBA, et, pour être cohérent, son utilisation dans un calcul en voies couplées nous imposerait ce schéma de couplage pour les voies inélastiques de ^{52}Cr et ^{53}Mn. Ainsi, nous avons fait un calcul DWBA de la diffusion sur le 2^+ avec ce potentiel (



) nous en montrons le résultat sur la figure 16 (trait pointillé) ; l'accord est assez bon et le paramètre β que nous déduisons de la comparaison entre σ_{exp} et σ_{calc} vaut 0.17, en accord avec le résultat de la diffusion (pp').

Sur la figure 16, nous avons aussi tracé en pointillé la section efficace élastique calculée par DWUCK, le résultat est comparable à celui fourni par ECIS.

Nous pourrons donc utiliser ce potentiel dans les calculs DWBA et négliger le couplage (état excité → fondamental) entre les voies inélastiques pour les calculs en voies couplées.

1.a.1 - Utilisation possible d'un autre facteur de forme pour le potentiel α.

Nous ferons l'analyse (DWBA, voies couplées) de nos résultats expérimentaux avec le potentiel α obtenu au chapitre précédent, mais nous tenons à présenter ici un autre calcul qui, on le verra, reproduit beaucoup mieux la distribution angulaire du fondamental.

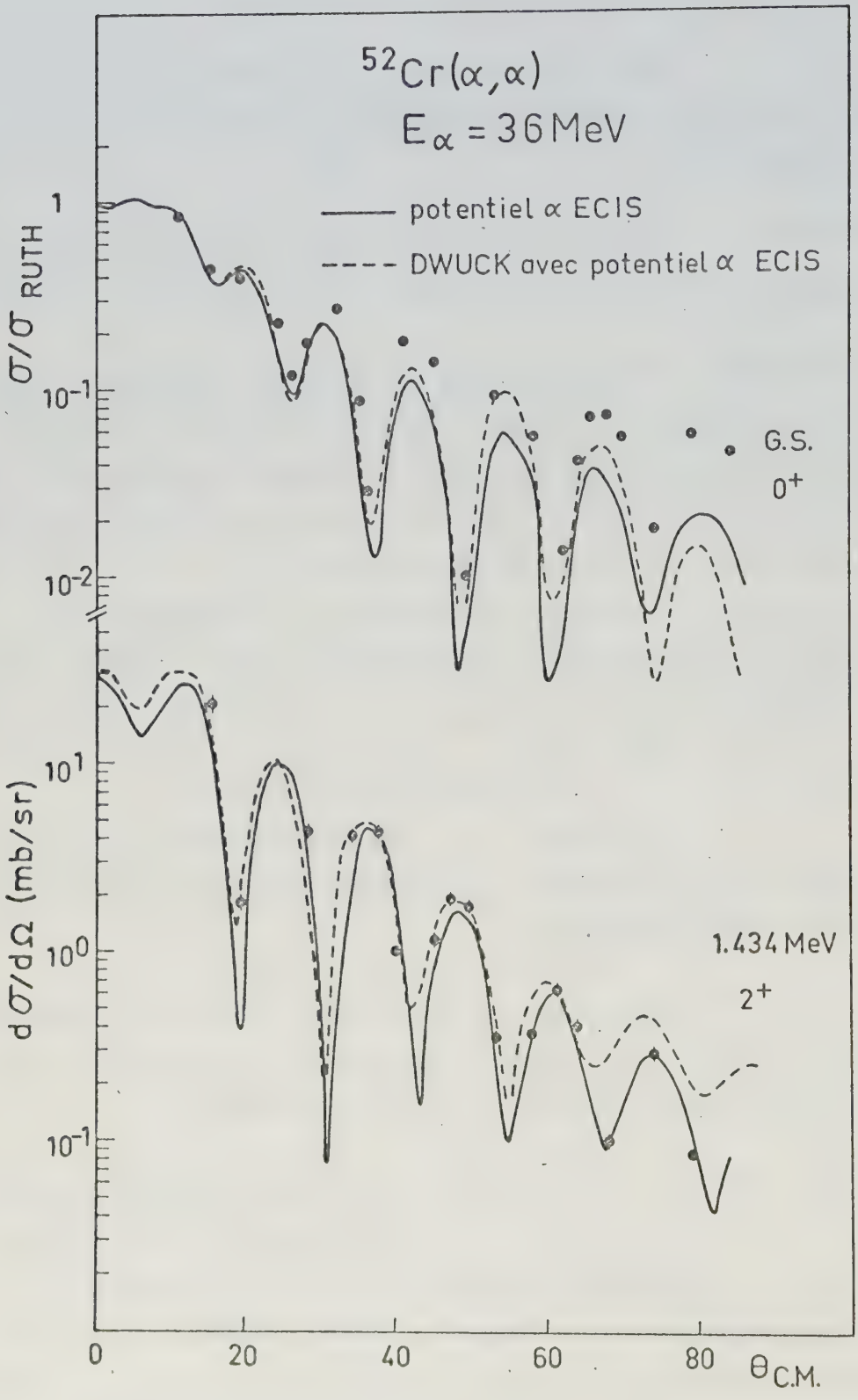


Fig. 16 : Résultats du calcul ECIS pour le 0^+ et le 2^+ de ^{52}Cr.

Dans un article récent [GU 80], il a en effet été montré que la diffusion d'alphas sur des noyaux allant de ^{40}Ca à ^{58}Ni et pour une gamme d'énergie allant de 23 MeV à 47 MeV était bien décrite dans le cadre du modèle optique en prenant comme facteur de forme réel une forme de Woods-Saxon modifiée par l'élévation à une puissance : $\left[1 + \exp \frac{r-r_o A^{1/3}}{na}\right]^{-n}$

Pour la diffusion d'alphas de 36 MeV sur ^{52}Cr, le potentiel optique retenu est $U(r) = -V_o[1 + \exp \frac{(r-r_R A^{1/3})}{2\ a_R}]^{-2} -$

$$-iW_o[1 + \exp \frac{(r-r_W A^{1/3})}{a_W}]^{-1} + V_c(r)$$

avec $V_o = 124.7$ MeV $\quad r_R = 1.55$ Fm $\quad a_R = 0.48$ Fm

$W_o = 26.7$ MeV $\quad r_W = 1.36$ Fm $\quad a_W = 0.39$ Fm

Sur la figure 17, nous comparons la forme de la partie réelle de ce potentiel à celle du potentiel Wood Saxon fourni par ECIS. Le puits réel en $(Woods\text{-}Saxon)^2$ est moins profond que celui en Wood Saxon, et sa variation est moins brutale au voisinage de la surface.

Nous montrons sur la figure 18 la distribution angulaire du fondamental calculée avec ce potentiel. Le résultat obtenu est nettement meilleur qu'avec le potentiel Wood Saxon.

1.b - Choix du potentiel triton

Ne pouvant faire l'expérience $^{53}Mn(t,t)$ nous avons retenu les potentiels suivants, rassemblés par Perey dans Nuclear Data Tables [PE 76]. Ils sont issus d'analyses de diffusion de tritons sur des corps voisins de ^{53}Mn pour une énergie de triton de 20 MeV.

[1] $V_R = 147.1$ MeV $\quad r_R = 1.24$ Fm $\quad a_R = 0.653$ Fm

$W = 21.6$ MeV $\quad r_W = 1.49$ Fm $\quad a_W = 0.847$ Fm

[2] $V_R = 146.$ MeV $\quad r_R = 1.24$ Fm $\quad a_R = 0.678$ Fm

$W = 25.6$ MeV $\quad r_W = 1.45$ Fm $\quad a_W = 0.841$ Fm

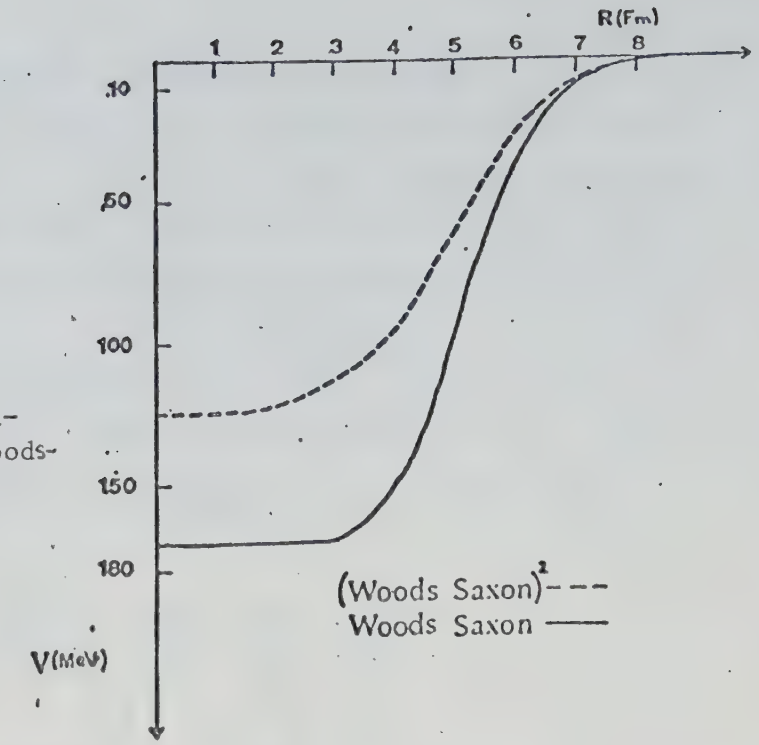


Fig. 17 : Comparaison des facteurs de forme réel en (Woods-Saxon) et (Woods-Saxon)^2.

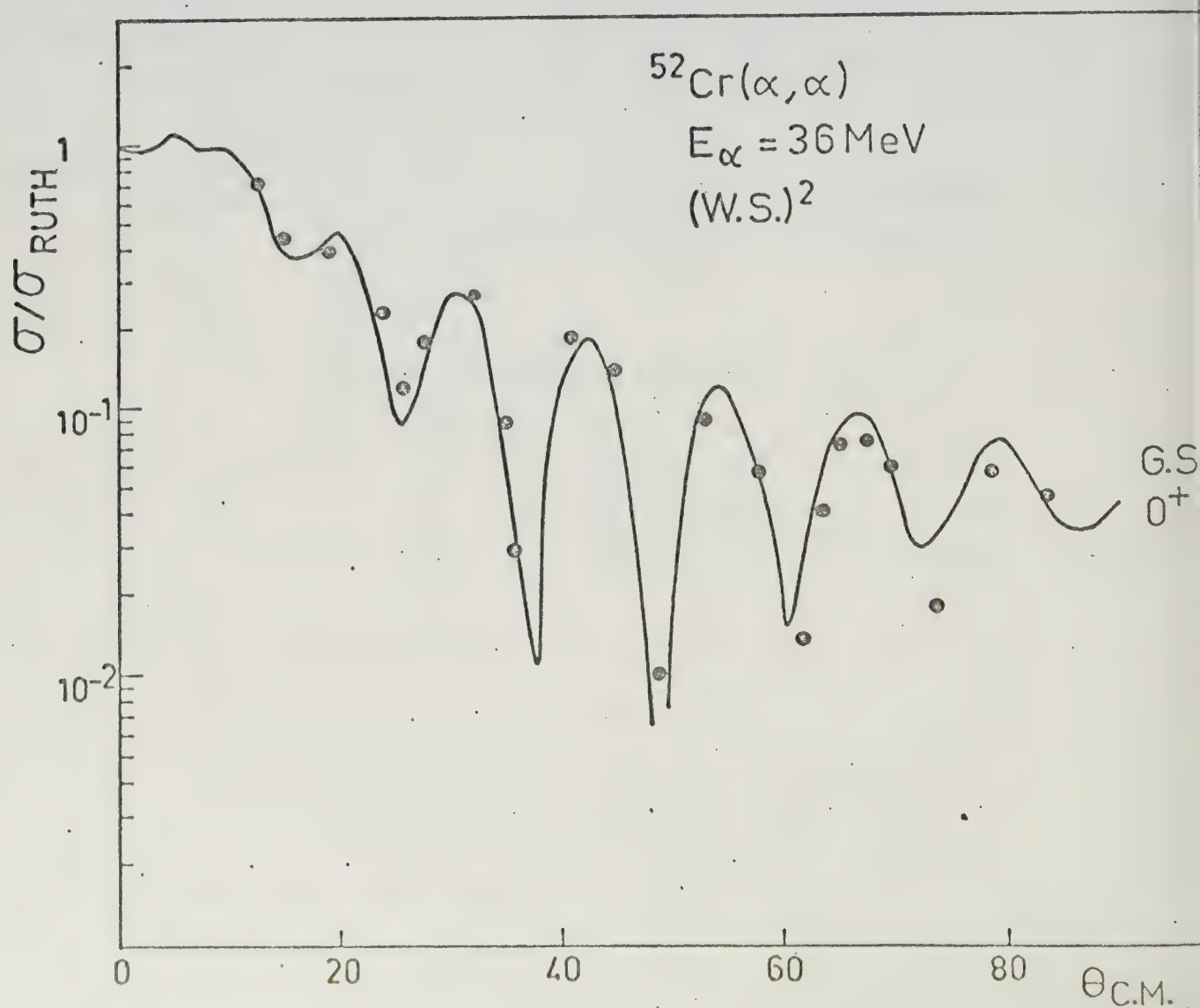


Fig. 18 : Distribution angulaire du 0^+ calculée à l'aide du potentiel en (Woods-Saxon)^2

[3] $V_R = 167.1$ MeV $r_R = 1.14$ Fm $a_R = 0.717$ Fm

$W = 19.9$ MeV $r_W = 1.56$ Fm $a_W = 0.787$ Fm

Nous avons aussi retenu le potentiel de Bechetti et Greenless [BE 71] qui,comme ils l'ont fait pour n,p,d,ont tenté pour les tritons une paramétrisation des grandeurs du potentiel optique à partir d'une masse importante de données.

Ce potentiel est

[4] $V_R = 160.$ MeV $r_R = 1.2$ Fm $a_R = 0.72$ Fm

$W = 32.$ MeV $r_W = 1.4$ Fm $a_W = 0.84$ Fm

Le puits imaginaire de ce dernier potentiel est sensiblement plus profond que celui de [1] , [2] et [3] . A l'aide de ces potentiels tritons (potentiel α est fixé) nous avons analysé en DWBA le fondamental ($\frac{7}{2}^-$) et le niveau à 2.407 MeV ($\frac{3}{2}^-$) de ^{53}Mn, deux niveaux qui ont une forte composante à une particule. Sur la figure 19, nous montrons les distributions angulaires correspondant à ces différents potentiels. Pour le $\frac{3}{2}^-$ (transfert ℓ=1) les distributions angulaires sont assez différentes d'un potentiel à l'autre, aucune ne reproduisant convenablement les données expérimentales. Pour le $\frac{7}{2}^-$ les écarts sont très minimes, ceci se traduisant par une faible dispersion des facteurs spectroscopiques calculés pour les différents potentiels.

		$(2J+1)C^2S$	
V_α	Vt	GS($\frac{7}{2}^-$)	2.407 ($\frac{3}{2}^-$)
WS	[1]	3.15	.76
WS	[2]	3.14	.69
WS	[3]	3.09	.43
WS	[4]	3.33	.76
$(WS)^2$	[4]	3.03	.88

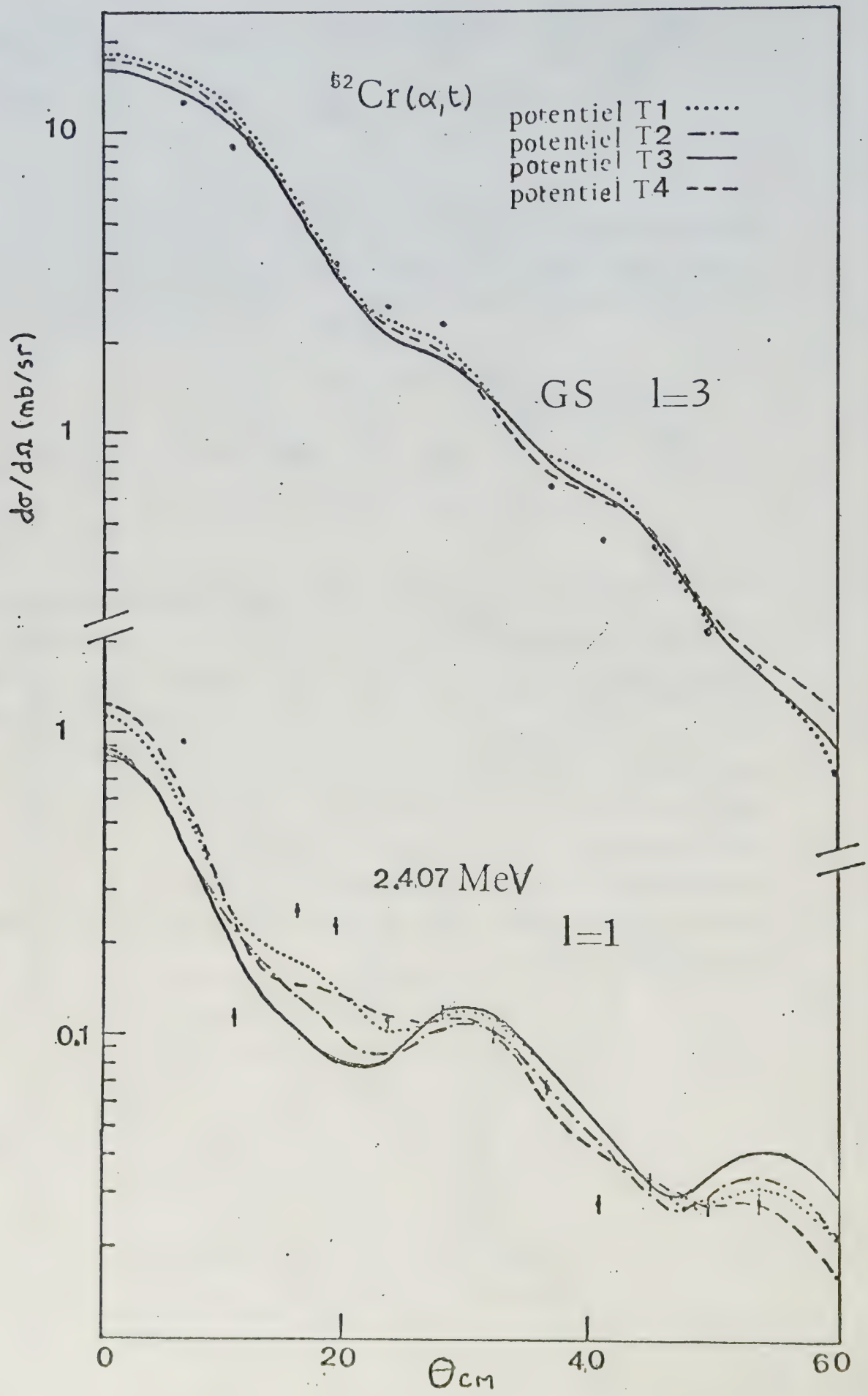


Fig. 19 : Calcul DWBA pour un transfert ℓ=1 et ℓ=3, avec différents potentiels t.

Nous ferons le reste de l'analyse des résultats expérimentaux (DWBA et voies couplées) avec le potentiel triton de Bechetti Greenless.

1.c - Utilisation possible du potentiel en (Woods-Saxon)^2 pour l'analyse DWBA et l'analyse en voies couplées

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats de calculs DWBA, résultats qui conduisent à des conclusions opposées. En effet, sur la figure 20, nous montrons les distributions angulaires du fondamental $(\frac{7}{2}^-)$ et du $(\frac{3}{2}^-)$ à 1.94Mev de ^{41}Ca peuplés en transfert direct par la réaction ^{40}Ca(α,^{3}He). Ces distributions angulaires sont issues d'un calcul DWBA où le potentiel optique alpha est du type défini au paragraphe 1a1. Si la distribution angulaire du fondamental est à peu près reproduite par ce calcul, celle du $\frac{3}{2}^-$ est en complet désaccord avec les résultats expérimentaux. (Sur cette figure apparaît en trait pointillé la distribution angulaire calculée pour un potentiel alpha classique).

Par contre, sur la figure 21 où nous montrons le même type de calcul pour le fondamental $(\frac{7}{2}^-)$ et le $(\frac{3}{2}^-)$ à 2.407 MeV de ^{53}Mn peuplé par ^{52}Cr(α,t). Nous pouvons constater que l'utilisation du potentiel en (Woods-Saxon)^2 donne des résultats semblables à ceux fournis par un potentiel classique.

Nous avons d'autre part constaté que pour les calculs en voies couplées ce type de potentiel prédisait des distributions angulaires de même forme que celles calculées avec un potentiel Wood-Saxon simple.

2 - ANALYSE DWBA

2.a - Remarque générale sur notre analyse DWBA

Pour une réaction de transfert direct d'un nucléon sur un noyau cible pair pair, la DWBA prévoit des distributions angulaires de la particule légère émise caractéristiques du moment cinétique ℓ transféré. Le modèle en couche simple donne pour ^{52}Cr la structure suivante en protons : (coeur)+$(1f_{7/2})^4$. Pour les bas niveaux de ^{53}Mn (la zone d'énergie d'excitation étudiée s'étend jusqu'à 4.5 MeV) une transition directe implique un transfert $\ell = 1$ ou $\ell = 3$ (correspondant au peuplement des orbitales 1f et 2p).

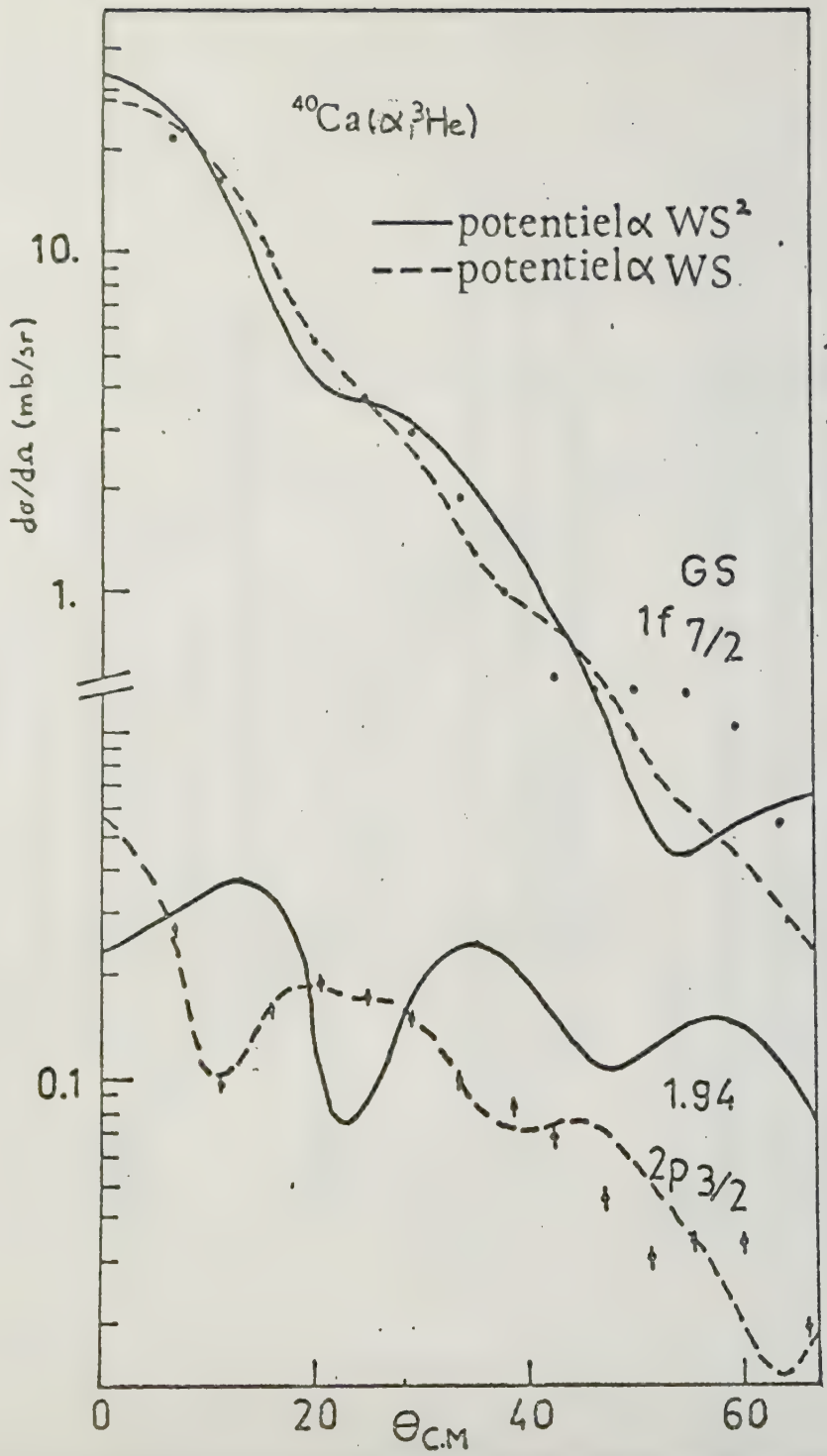


Fig. 20 : Calcul DWBA utilisant un potentiel

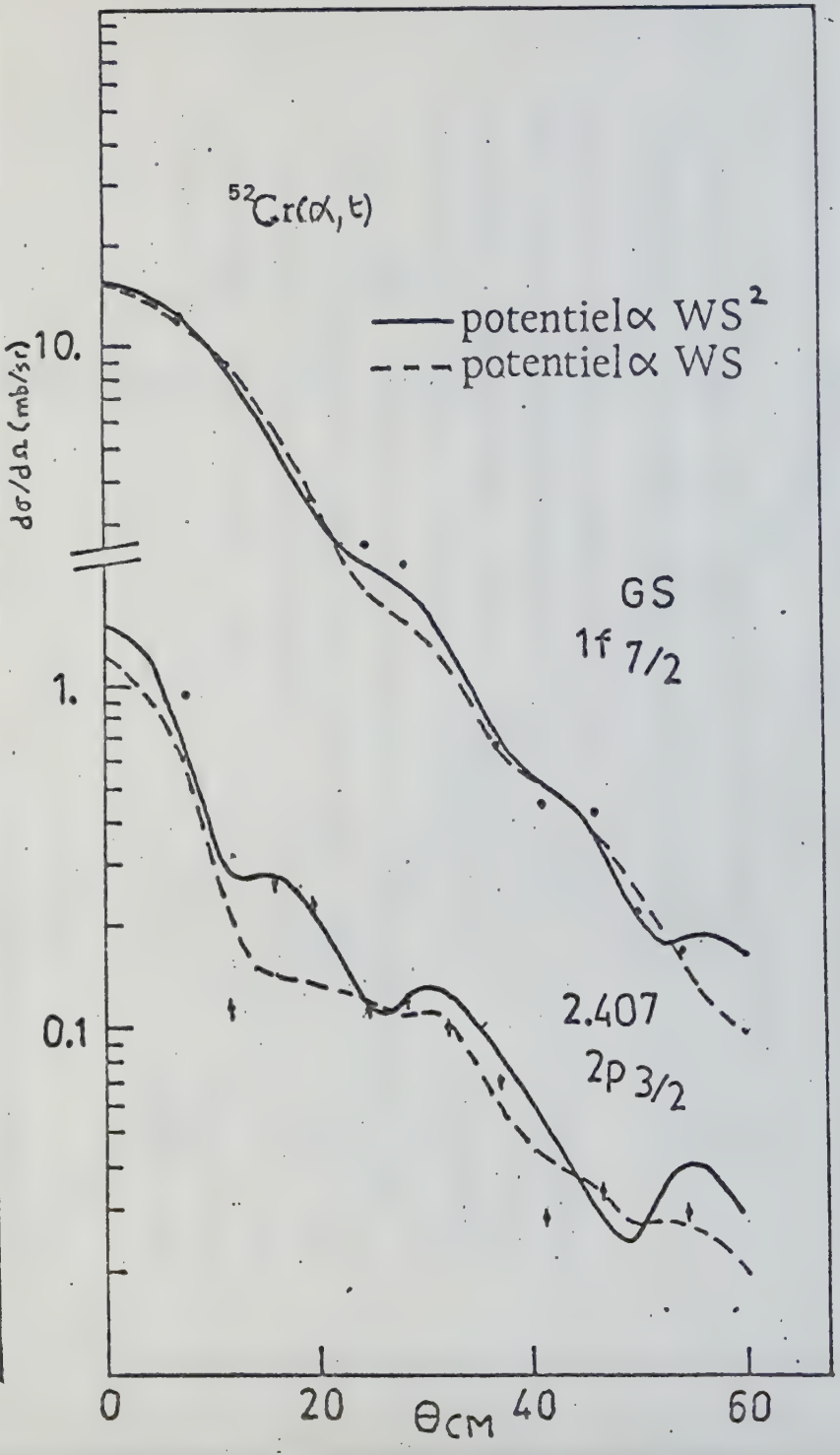


Fig. 21 : Calcul DWBA utilisant un potentiel

Or, pour une réaction de transfert, un des facteurs qui déterminent l'intensité d'excitation d'un niveau est l'adaptation du moment angulaire transféré au moment angulaire imposé par les règles de sélection propres aux nombres quantiques caractéristiques du niveau. Le moment cinétique transféré vaut $|\vec{k}_\alpha - \vec{k}_t| R_{Cr}$; c'est une fonction de l'énergie d'excitation dans le noyau final (entre autres variables). Pour (α,t) et pour les énergies que nous avons, le moment favorisé est $\ell = 3$ ou 4.

Pour tous les transferts $\ell = 1$, on aura une inadaptation de moment angulaire. Nous avons déjà constaté un des effets de ce phénomène dans un chapitre précédent où nous avons vu que les distributions angulaires $\ell = 1$ sont plus sensibles au potentiel optique que les $\ell = 3$.

Nous avons testé la validité de l'approximation de portée nulle pour un calcul DWBA en (α,t) en faisant un calcul en portée finie par le programme MARY [CH 76 , CH 73] . Ce calcul a été fait pour un transfert $\ell = 3$ et $\ell = 1$ conduisant respectivement au fondamental et au niveau à 2.407 MeV de ^{53}Mn ; nous en montrons le résultat sur la figure 22. Pour le transfert $\ell = 3$ les distributions angulaires sont très semblables, pour le transfert $\ell = 1$, la distribution angulaire issue du calcul en portée finie est plus structurée que celle issue du calcul en portée nulle. L'accord avec les données expérimentales n'étant pas amélioré par ce calcul, le reste de l'analyse DWBA se fera à l'approximation de portée nulle.

2.b - Résultats de l'analyse DWBA

Nous avons fait une analyse DWBA et obtenu des facteurs spectroscopiques pour 15 niveaux de ^{53}Mn (cf. figure 15). La plupart de ces niveaux ont un spin et une parité connue. Nous montrons sur la figure 23 le résultat de l'analyse pour les transferts $\ell = 1$ et sur la figure 24 le résultat pour les transferts $\ell = 3$.

On remarque que la section efficace aux angles avant pour les transferts $\ell = 1$ est de l'ordre de 10μb en général alors que pour les $\ell = 3$ elle est de l'ordre de 100 μb et que les distributions angulaires

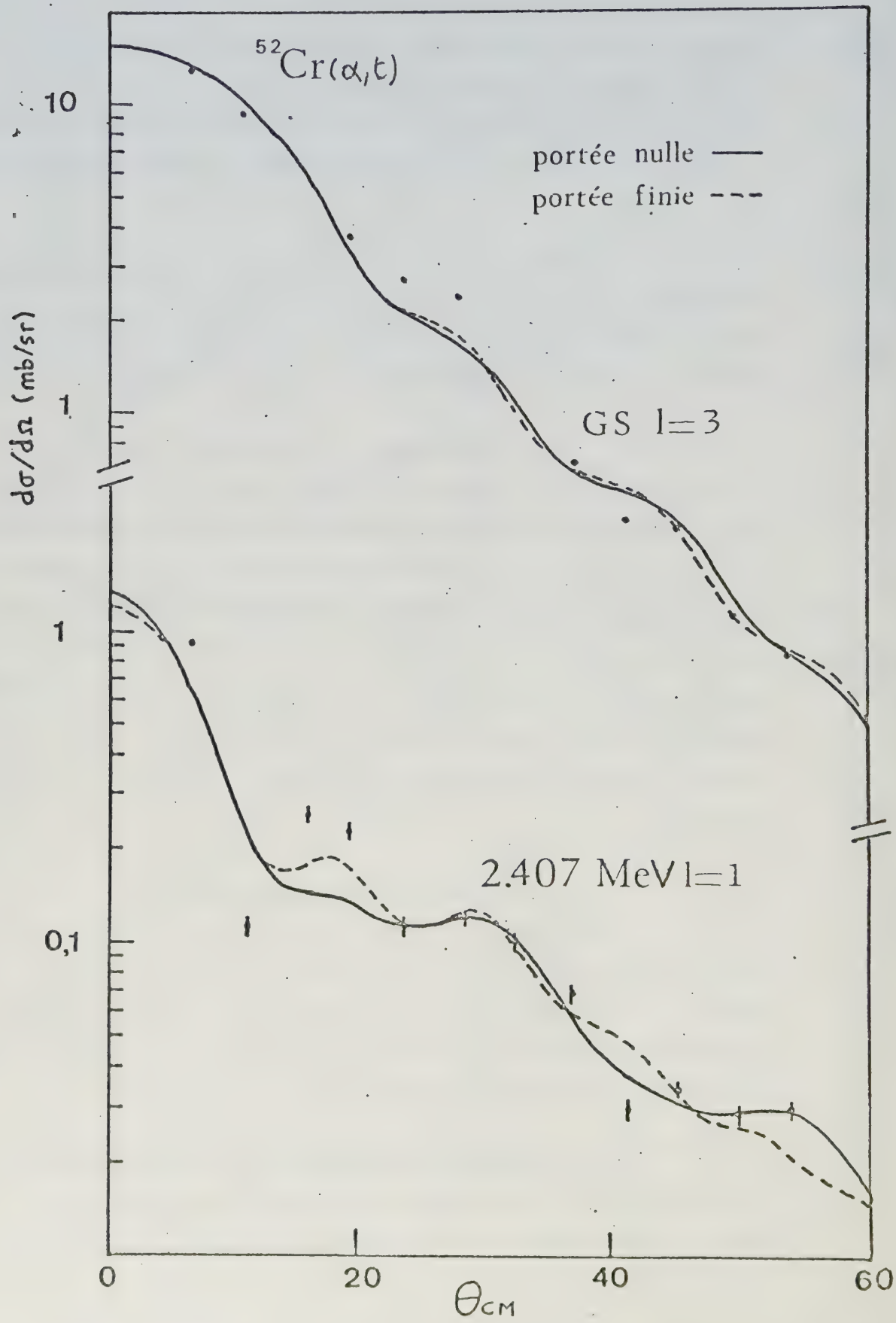


Fig. 22 : Comparaison d'un calcul DWBA en portée nulle et en portée finie pour un transfert ℓ=1 et ℓ=3.

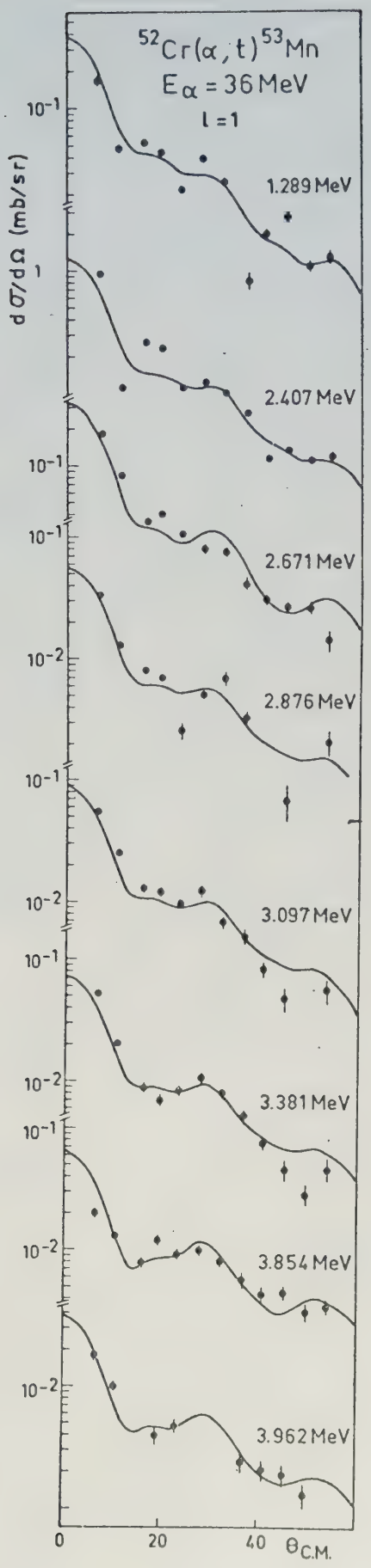


Fig. 23 : Résultats de l'analyse DWBA pour les transferts ℓ=1.

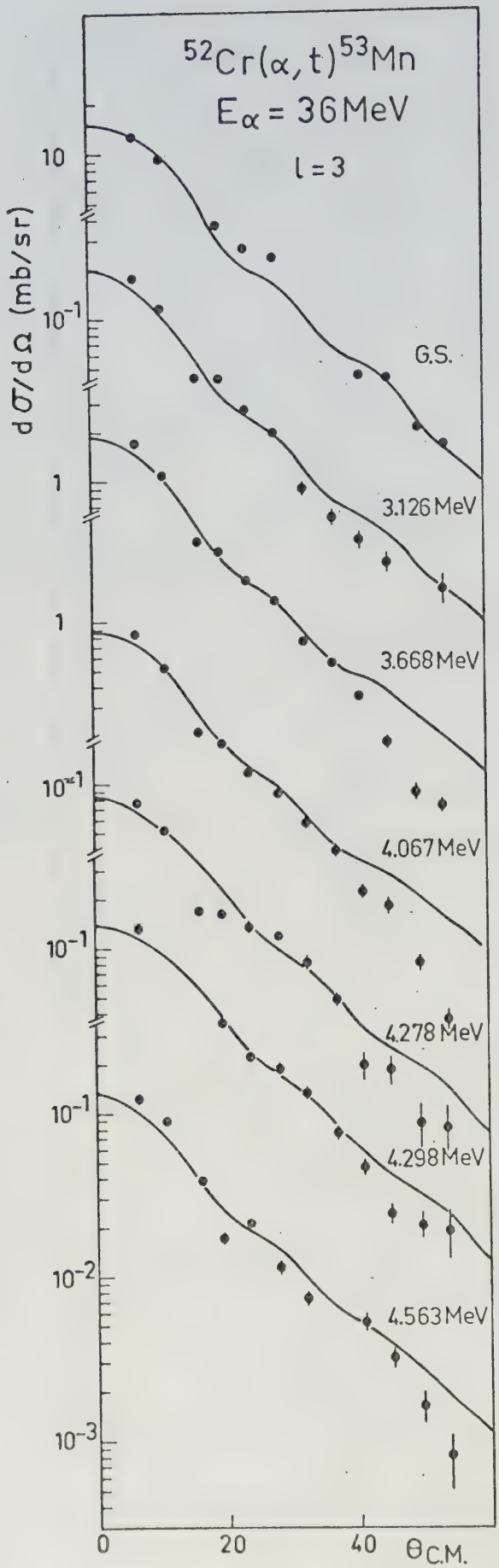


Fig. 24 : Résultats de l'analyse DWBA pour les transferts ℓ=3.

transfert ℓ=1					transfert ℓ=3				
niveau	J^π	$(2J+1)C^2S$	$(2J+1)C^2S_{(a)}$	$(2J+1)C^2S_{(b)}$	niveau	J^π	$(2J+1)C^2S$	$(2J+1)C^2S_{(a)}$	$(2J+1)C^2S_{(b)}$
1.289	$3/2^-$	.11	.20		0.	$7/2^-$	3.33	3.	3.76
2.407	$3/2^-$	.76	1.5	.76	3.126	$(5/2^-)$	.12		
2.671	$1/2^-$	.25	.39	.48	3.668	$5/2^-$	1.59	1.6	
2.876	$3/2^-$	.09	.09		4.070	$5/2^-$			
3.381	$(3/2^-)$	.08			4.278	$5/2^-$	.10	.15	
3.854	$(3/2^-)$	.04			4.304	$(5/2^-)$	.16		
3.962	$(3/2^-)$	.02			4.570	$5/2^-$	.14	.24	

(a)[NDS 77]

(b)[AR 67]

Fig. 25 : Tableau des facteurs spectroscopiques.

des transferts $\ell = 1$ sont moins bien reproduites que les distributions $\ell = 3$. Ce sont deux manifestations de l'inadaptation du moment angulaire.

Sur la figure 25, nous montrons le tableau des facteurs spectroscopiques tirés de cette analyse (on rappelle que pour la réaction (α,t) on a $\sigma_{exp} = 46\ C^2S\sigma_{DWUCK}$). Nous comparons dans ce tableau nos résultats à ceux répertoriés dans la référence [NDS 77], ces derniers étant issus de l'analyse de la réaction $^{52}Cr(^3He,d)^{53}Mn$, nous y mentionnons aussi quelques données obtenues au cours d'une expérience $^{52}Cr(\alpha,t)$ [AR 67].

Pour les transferts $\ell = 1$, les facteurs spectroscopiques sont en général inférieurs de moitié à ceux déterminés à l'aide de la réaction $(^3He,d)$, sauf pour le niveau à 3.097 MeV (mélange avec le pic à 3.104 MeV qui n'a pas été résolu au cours de l'analyse, ces deux pics se trouvant dans la queue d'un pic beaucoup plus intense : le 3.126 MeV). Pour les transferts $\ell = 3$, les facteurs spectroscopiques calculés ici sont en bon accord avec ceux répertoriés dans [NDS 77]. Les niveaux de spin inconnu atteints par transfert $\ell = 1$ sont supposés être des $\frac{3^-}{2}$, ceux atteints par transfert $\ell = 3$ sont supposés être des $\frac{5^-}{2}$.

3 - ANALYSE EN VOIES COUPLEES

Nous avons reproduit sur la figure 26 les distributions angulaires d'une quinzaine de niveaux de ^{53}Mn excités au cours de $^{52}Cr(\alpha,t)$, distributions angulaires qui ne sont pas caractéristiques de réactions de transfert direct.

Nous avons tenté d'analyser ces distributions par la méthode des voies couplées en supposant un mécanisme en double étape peuplant des états de couplage faible de ^{53}Mn.

Nous considérerons les multiplets de couplages faibles $[2^+ \otimes f_{7/2}]$ et $[4^+ \otimes f_{7/2}]$ construits sur le 2^+ à 1.434 MeV et le 4^+ à 2.369 MeV de ^{52}Cr.

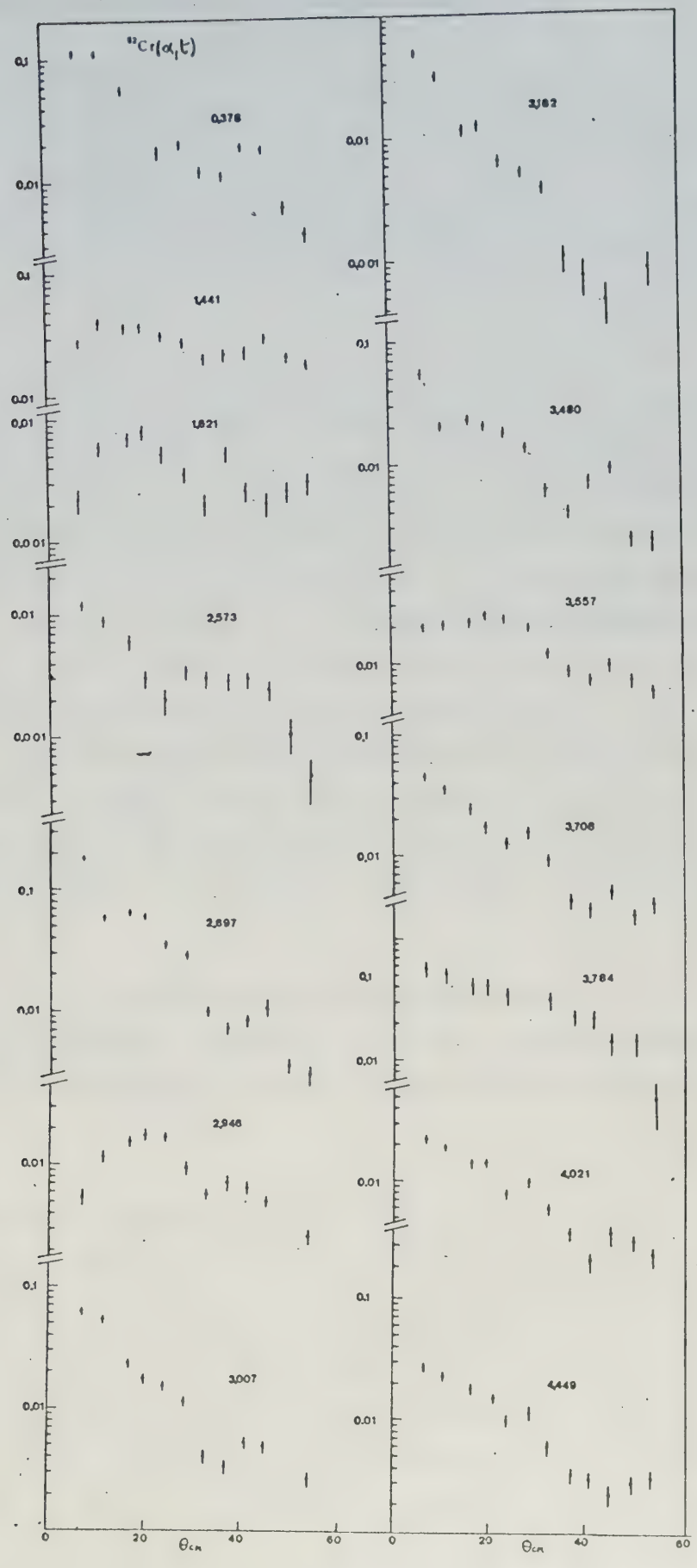


Fig. 26 : Distributions angulaires non reproduites par la DWBA.

3.a - Comparaison des calculs pour la configuration $(j)^{-3}$ et le couplage faible

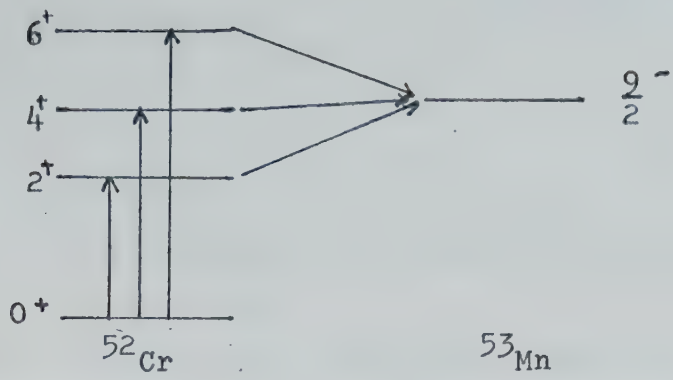
Faire l'hypothèse pour nos calculs en deux étapes que les niveaux finals atteints sont des états de couplage faible, a, d'abord pour but de simplifier les schémas de couplage et ainsi de diminuer la longueur des calculs. Cette hypothèse est fondée lorsqu'est étudié un noyau final de structure (couche fermée ± 1 nucléon), ce qui est le cas pour ^{41}Ca.

En ce qui concerne ^{53}Mn, noyau à trois trous protons dans la couche $f_{7/2}$, de nombreux calculs de structure nucléaire reproduisent correctement la succession des niveaux et rendent compte des probabilités de transitions électromagnétiques entre ces niveaux. En particulier, ont été répertoriés les six états qui, dans le modèle en couche, correspondent à la configuration $(f_{7/2})^{-3}$; ces états ($\frac{3}{2}^-$, $\frac{5}{2}^-$, $\frac{7}{2}^-$, $\frac{9}{2}^-$, $\frac{11}{2}^-$, $\frac{15}{2}^-$) sont à une énergie inférieure à 2.7 MeV.

Pour une description plus complète de ^{53}Mn, et pour retrouver par le calcul des états de plus haut spin bien établis expérimentalement, il faut considérer l'excitation des protons dans les couches supérieures et aussi casser le coeur de neutron. L'état $\frac{13}{2}^-$ à 2.563 est, dans le cadre de ces calculs, le premier état résultant de l'excitation d'un neutron [LI 70, BE 75].

Une autre approche permet de décrire ^{53}Mn dans le cadre d'un modèle collectif, les états nucléaires résultant alors d'un couplage des trois trous proton à des vibrations quadrupolaires du coeur ^{56}Ni [PA 76].

Si on veut faire un calcul double étape mettant en jeu un état final de configuration $(j)^n$, il faudra faire intervenir tous les états qui lui sont apparentés. Ainsi, le premier $\frac{9}{2}^-$ de ^{53}Mn, à 1.621 MeV, qui est le $\frac{9}{2}^-$ prévu pour la configuration $(f_{7/2})^{-3}$ est apparenté aux états 2^+, 4^+, 6^+ de la configuration $(f_{7/2})^{-4}$ qui décrit les premiers états de ^{52}Cr. Le schéma de couplage le plus simple, pour un calcul double étape serait alors le suivant :



Nous présentons sur la figure 27 le résultat de ce type de calcul pour le $\frac{9^-}{2}$ à 1.621 MeV et le $\frac{11^-}{2}$ à 1.441 MeV (aussi apparenté aux 2^+, 4^+, 6^+ de ^{52}Cr). Pour les couplages entre les voies inélastiques de ^{52}Cr, nous avons pris les paramètres de déformation suivants [NDS 78] : couplage $0^+ \rightarrow 2^+$, $\beta = 0.17$; couplage $0^+ \rightarrow 4^+$, $\beta = 0.09$; couplage $0^+ \rightarrow 6^+$, $\beta = 0.07$. Pour les transferts, le coefficient de couplage est, rappelons-le, proportionnel à l'amplitude spectroscopique du niveau final.

Ce facteur spectroscopique est donné ici par $n \langle \rho^n J_f | \} \rho^{n-1} J_i \rangle^2$, n étant le nombre de particules actives dans la couche $f_{7/2}$. Pour ^{53}Mn $n = 13$. $\langle \rho^n J_f | \} \rho^{n-1} J_i \rangle$ est un coefficient de parentage fractionnel reliant l'état final à n particules à l'état initial à n-1 particules.

Dans [BR 77] , il est montré comment passer de la représentation particule à la représentation trou pour les coefficients de parentage ; nous obtenons finalement l'expression suivante pour le coefficient $C^2 \mathcal{S}$.

$$C^2\mathcal{S} = 4 \times \frac{2 J_i + 1}{2 J_f + 1} \langle \rho^4 J_i | \} \rho^3 J_f \rangle^2$$

$\langle \rho^4 J_i | \} \rho^3 J_f \rangle$ est le coefficient de parentage fractionnel reliant l'état final de configuration $(j)^3$ et de séniorité 3, aux états parents de configuration $(j)^4$ et de séniorité 2; ces coefficients sont pris dans [TA 63]. Les distributions angulaires ainsi calculées s'accordent en forme avec celles obtenues en faisant l'hypothèse du couplage faible.

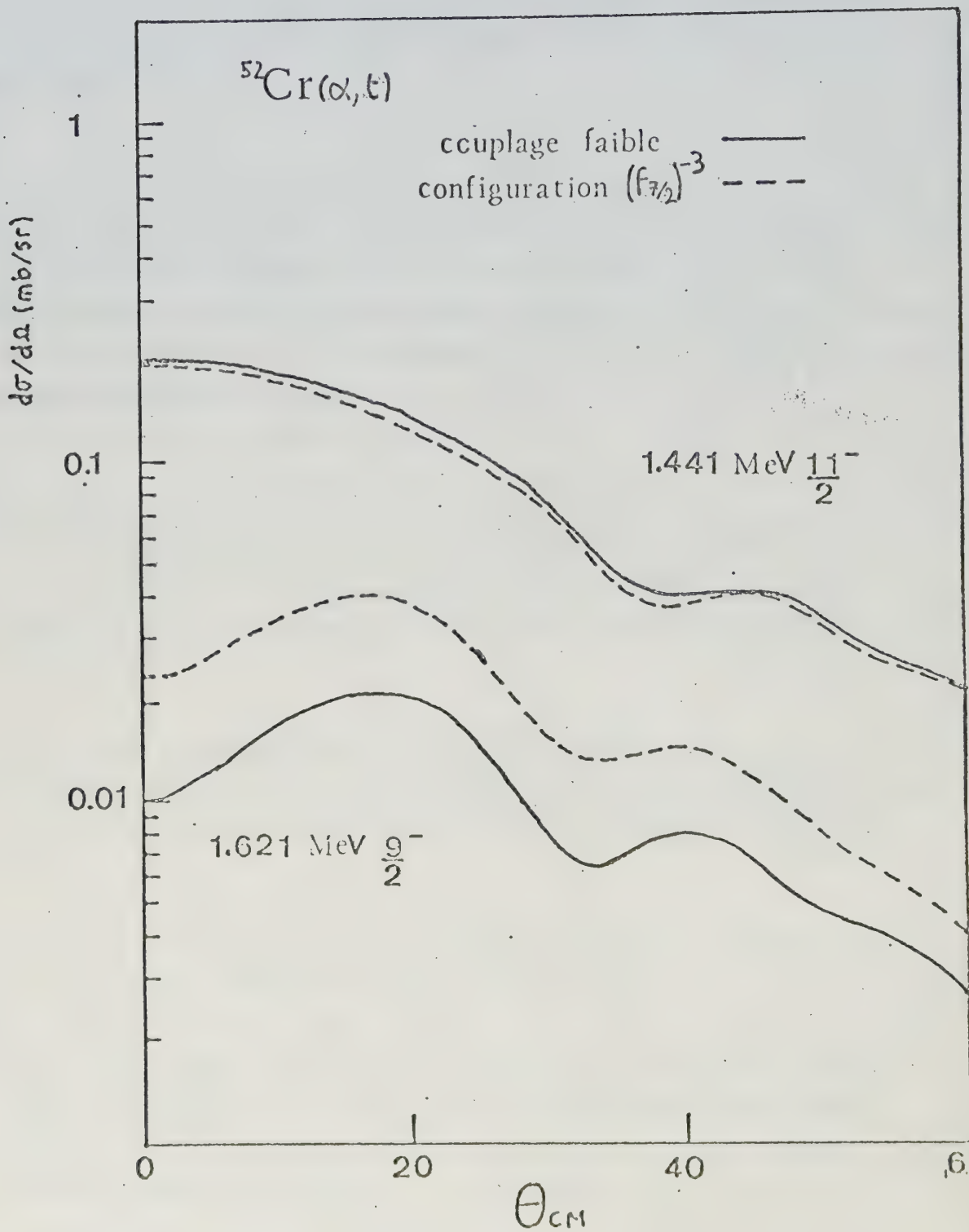


Fig. 27 : Calcul 2 étapes peuplant des états finals de configuration $(f_{7/2})^{-3}$

3.b - Analyse de quelques niveaux de ^{53}Mn, assignement de spins

Certains des niveaux de faible intensité que nous allons analyser maintenant ont un spin et une parité connue. Nous avons quelques états de haut spin ($\frac{9^-}{2}$, $\frac{11^-}{2}$) qui sont des cas favorables pour notre analyse car ils correspondent à des configurations assez pures. Par contre, nous n'avons pu obtenir les distributions angulaires d'un niveau $\frac{13^-}{2}$ à 2.563 MeV, d'un $\frac{11^-}{2}$ à 2.697 MeV et d'un $\frac{15^-}{2}$ à 2.693 MeV. En effet, le $\frac{13^-}{2}$ n'a pu être résolu du $\frac{7^-}{2}$ à 2.573 MeV et le $\frac{11^-}{2}$ et $\frac{15^-}{2}$ appartenaient à un ensemble de pics comprenant aussi le 2.685 MeV ($\frac{5}{2}$ au $\frac{7^-}{2}$) et le 2.707 MeV.

Nous basant sur la dépendance entre les distributions angulaires double étape prévues et le spin final, nous allons voir s'il est possible ici, à partir d'un niveau de spin connu dont la distribution angulaire est correctement reproduite, d'assigner un spin à d'autres niveaux.

A l'issue de chaque calcul en double étape pur, nous donnerons la valeur d'un coefficient de normalisation N tel que $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{exp} = N\ (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{calc.}$; un coefficient N voisin de 1 signifie que le modèle du couplage faible rend bien compte du peuplement en double étape du niveau correspondant.

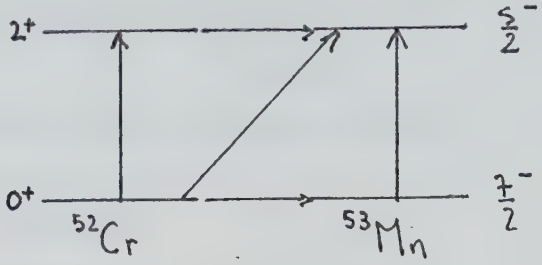
- niveaux de spin $\frac{5^-}{2}$

Nous présentons sur la figure 28 quatre distributions angulaires d'allure semblable, celle des niveaux à 0.378 MeV, 3.007 MeV, 3.708 MeV et 4.021 MeV.

Le niveau à 0.378 MeV est un $\frac{5^-}{2}$, sa distribution angulaire est plus structurée que celle prévue pour un transfert direct $\ell = 3$.
Le calcul double étape ne permet pas de reproduire convenablement, surtout aux angles avant, la forme de cette distribution angulaire et la section efficace expérimentale est d'un ordre de grandeur supérieure à la section efficace calculée. Ceci laisse supposer que le processus direct intervient

aussi pour peupler ce niveau.

Nous avons donc considéré le schéma de couplage suivant :



la fonction d'onde du niveau final est supposée être une combinaison linéaire des états $|[2^+ \otimes f_{7/2}]^{5/2^-}>$ et $|f_{5/2}>$: $|\frac{5^-}{2}> = \alpha|[2^+ \otimes f_{7/2}]^{5/2^-}> + \beta|f_{5/2}>$, la première composante de la fonction d'onde étant peuplée par transfert en deux étapes et la deuxième par transfert direct. L'intensité du couplage $0^+ \rightarrow \frac{5^-}{2}$ est proportionnelle au facteur spectroscopique du $\frac{5^-}{2}$; ce dernier n'étant pas répertorié, nous avons fait le calcul avec plusieurs valeurs du paramètre de couplage jusqu'à ce que la section efficace trouvée soit assez proche en valeur absolue de la section efficace expérimentale.

D'après la figure 28, le bon accord entre la distribution angulaire ainsi calculée et la distribution expérimentale confirme la contribution du mécanisme direct. Le paramètre de couplage entre le 0^+ et le $\frac{5^-}{2}$, qui permet d'obtenir cet accord, (paramètre défini au paragraphe 4 du chapitre 2) correspond à un coefficient $(2J+1)C^2\mathcal{S}$ pour ce $\frac{5^-}{2}$ égal à .44.

Pour le niveau à 3.007 MeV, le spin $\frac{5}{2}$ est avancé dans [NDS 77] sans indication de parité. Nous le supposerons de spin-parité $\frac{5^-}{2}$. Comme pour le niveau à .378 MeV, faire intervenir le processus direct permet de mieux reproduire la distribution angulaire aux angles avant . Le paramètre de couplage entre le 0^+ et le $\frac{5^-}{2}$ correspond à un coefficient $(2J+1)C^2\mathcal{S}$ de .26.

Les niveaux à 3.708 MeV et 4.021 MeV n'ont pas leurs caractéristiques répertoriées dans [NDS 77]. Nous les supposerons de spin parité $\frac{5^-}{2}$, nous basant sur la ressemblance de leurs distributions angulaires avec celle du 3.78 MeV. Bien que le seul processus deux étapes décrive

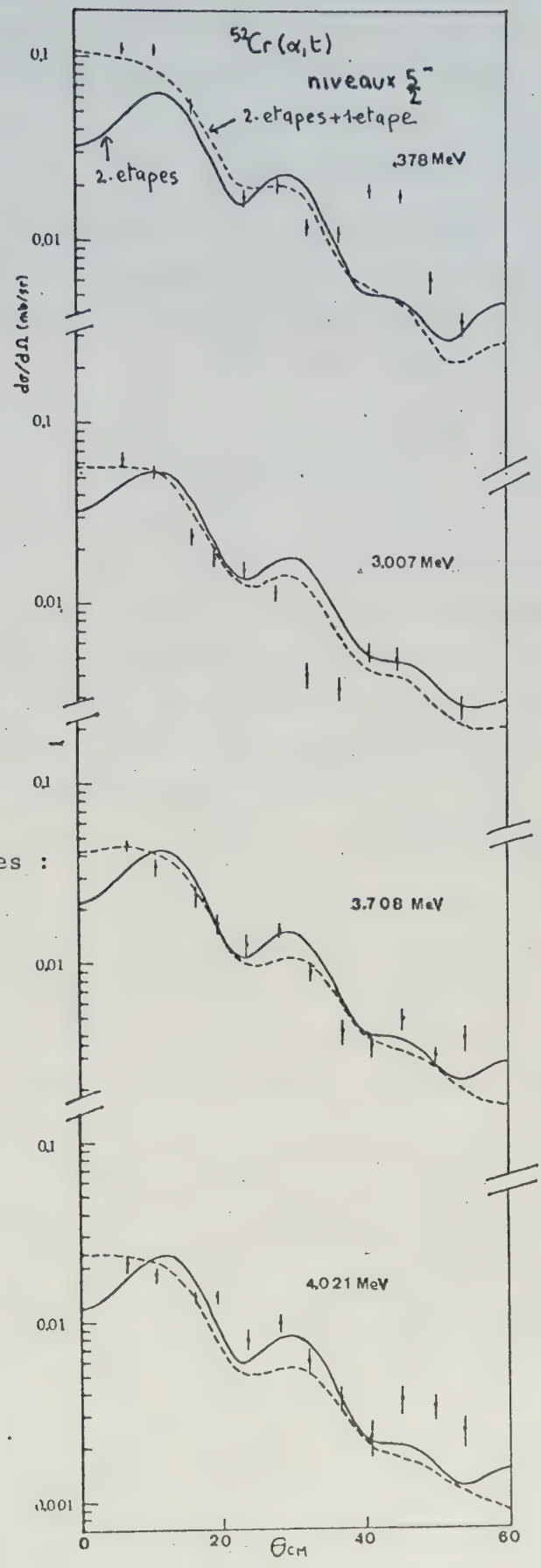


Fig. 28 : Calcul 2 étapes : niveaux de spin $\frac{5^-}{2}$.

à peu près correctement la structure de ces distributions angulaires, nous avons aussi pris en compte le mécanisme direct. Le paramètre de couplage $0^+ \rightarrow \frac{5}{2}^-$ correspond dans les deux cas à un coefficient $(2J+1)C^2\mathcal{S}$ égal à .26.

- niveaux de spin $\frac{9}{2}^-$

Nous présentons sur la figure 29 les distributions angulaires des niveaux à 1.621 MeV, 2.946 MeV et 3.557 MeV.
Elles possèdent toutes la même structure : un maximum vers 25° et une décroissance peu marquée jusqu'à 60°.

Le niveau à 1.621 MeV est un $\frac{9}{2}^-$ bien établi expérimentalement, la section efficace expérimentale est de l'ordre de 10µb, en bon accord avec ce que prévoient les calculs du chapitre 2 pour l'excitation en deux étapes de l'état $\frac{9}{2}^-$ du multiplet $[2^+ \otimes f_{7/2}]$ (le calcul prévoit, rappelons-le, une alternance entre de faibles sections efficaces (20 µb) et des sections efficaces plus fortes (200 µb), pour le peuplement des différents états de ce multiplet de couplage faible). L'hypothèse d'un état final de couplage faible permet d'après la figure 29 de bien rendre compte de la distribution angulaire expérimentale. Le facteur de normalisation calculé vaut 0.29.

Pour le niveau à 2.946 MeV est proposée une valeur de J^π $\frac{9}{2}^-$ dans [NDS 77], nous avons aussi analysé ce niveau comme étant un état $\frac{9}{2}^-$ du multiplet $[2^+ \otimes f_{7/2}]$. Le bon accord entre la distribution angulaire calculée et expérimentale nous permet de confirmer le spin et la parité proposés. Nous obtenons un coefficient de normalisation N = .63.

Les caractéristiques du niveau à 3.557 MeV sont inconnues. Nous l'avons analysé comme étant un état $\frac{9}{2}^-$ du multiplet $[2^+ \otimes f_{7/2}]$. L'accord entre les résultats expérimentaux et le calcul nous permet de proposer pour ce niveau, un spin et une parité $\frac{9}{2}^-$. Nous obtenons un coefficient de normalisation N = .97.

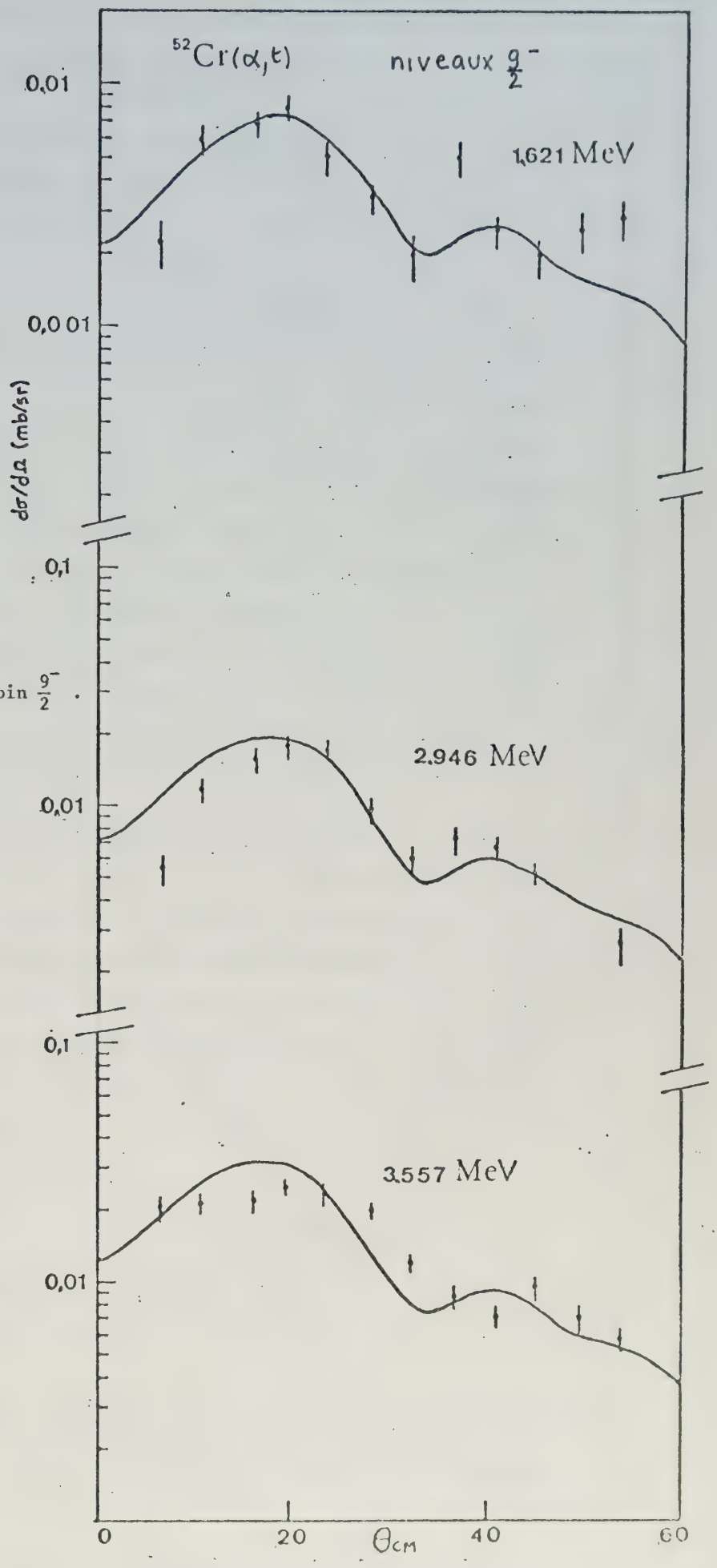


Fig. 29 : Calcul 2 étapes : niveaux de spin $\frac{9}{2}^-$.

- niveaux de spin $\frac{11^-}{2}$

Nous montrons sur la figure 30 deux distributions angulaires d'allures très différentes, celle du niveau à 1.441 MeV et celle du niveau à 4.449 MeV.

Le niveau à 1.441 MeV est de spin connu $\frac{11^-}{2}$; nous l'avons analysé en voies couplées comme étant le $\frac{11^-}{2}$ du multiplet $[2^+ \otimes f_{7/2}]$, son spin élevé permettant de supposer que ce serait un cas favorable pour notre analyse. On peut constater d'une part que la forme de sa distribution angulaire n'est pas du tout reproduite par le calcul en double étape pur et que d'autre part, la section efficace expérimentale est de l'ordre de 10µb, ce qui est un ordre de grandeur inférieur à ce que prévoit le calcul double étape. Nous avons donc tenté de faire interférer une transition directe avec le mécanisme double-étape, cette transition directe correspondant au peuplement de l'orbitale $1h\frac{11}{2}$. Nous avons fait varier le paramètre de couplage $0^+ \rightarrow \frac{11^-}{2}$ jusqu'à ce que la section efficace résultant du calcul soit du bon ordre de grandeur. Ceci ne donne pas un meilleur accord avec la forme expérimentale de la distribution angulaire.

Le niveau à 4.449 MeV est de caractéristiques inconnues. Sa distribution angulaire est sans structure. Si on suppose que c'est un état $\frac{11^-}{2}$ du multiplet $[2^+ \otimes f_{7/2}]$ le calcul double étape reproduit bien sa distribution angulaire. Nous obtenons un coefficient de normalisation de 0.07. Ce coefficient aurait été plus élevé si nous avions analysé ce niveau comme $\frac{11^-}{2}$ du multiplet $[4^+ \otimes f_{7/2}]$, la distribution angulaire calculée étant alors de même forme que pour le $\frac{11^-}{2}$ du multiplet $[2^+ \otimes f_{7/2}]$ mais de valeur absolue plus petite. Nous proposons pour ce niveau le spin $\frac{11^-}{2}$.

- autres niveaux

Nous avons reproduit sur la figure 31, les distributions angulaires des niveaux à 2.573 MeV, 3.182 MeV et 3.784 MeV.

Le niveau à 2.573 MeV est de spin $\frac{7^-}{2}$, nous n'avons pas résolu ce niveau du $\frac{13^-}{2}$ à 2.563 MeV, aussi avons nous négligé la contribution du $\frac{13^-}{2}$ à cette distribution angulaire (nous avons d'ailleurs repro-

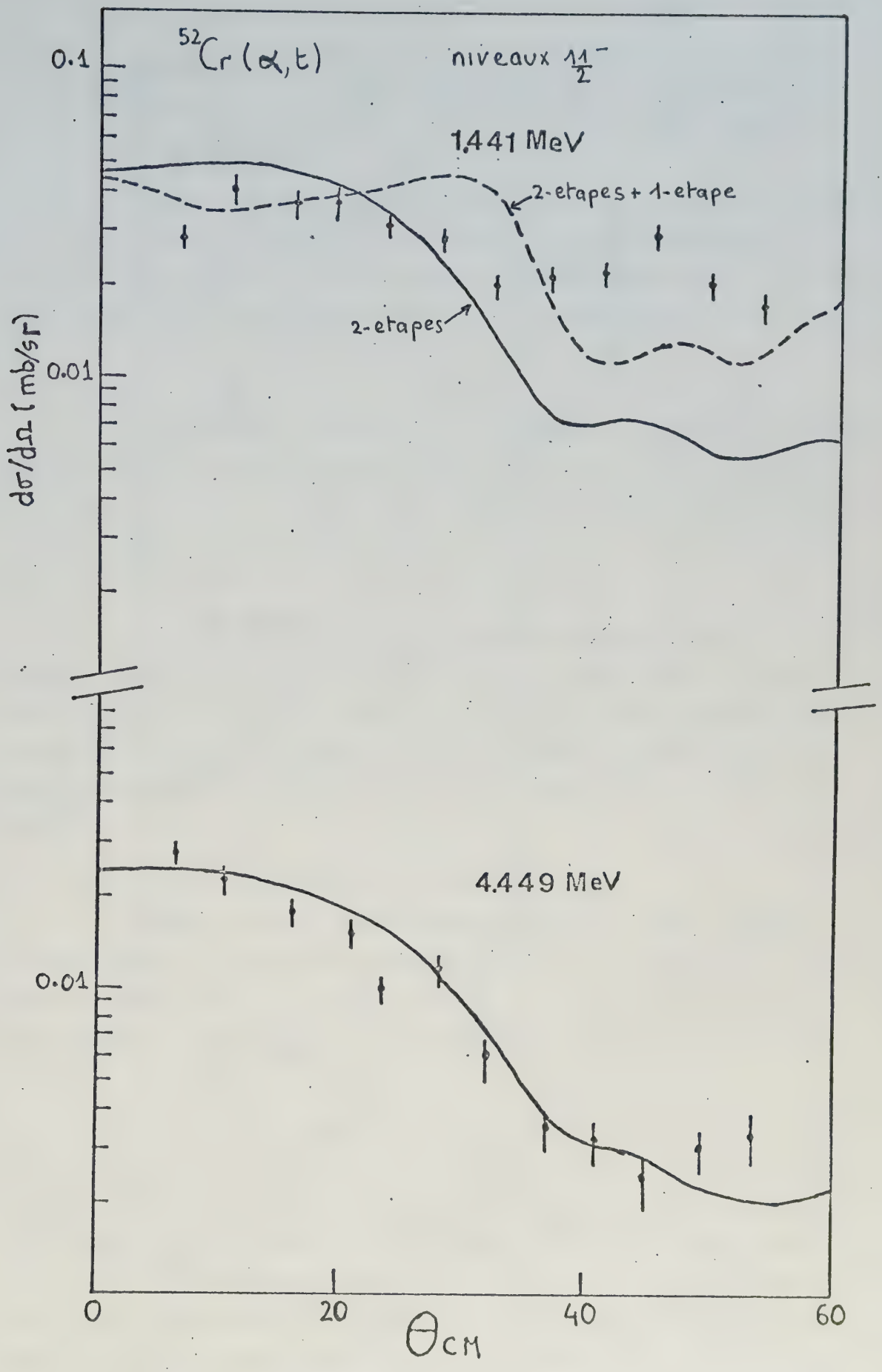


Fig. 30 : Calcul 2 étapes : niveaux de spin $\frac{11^-}{2}$.

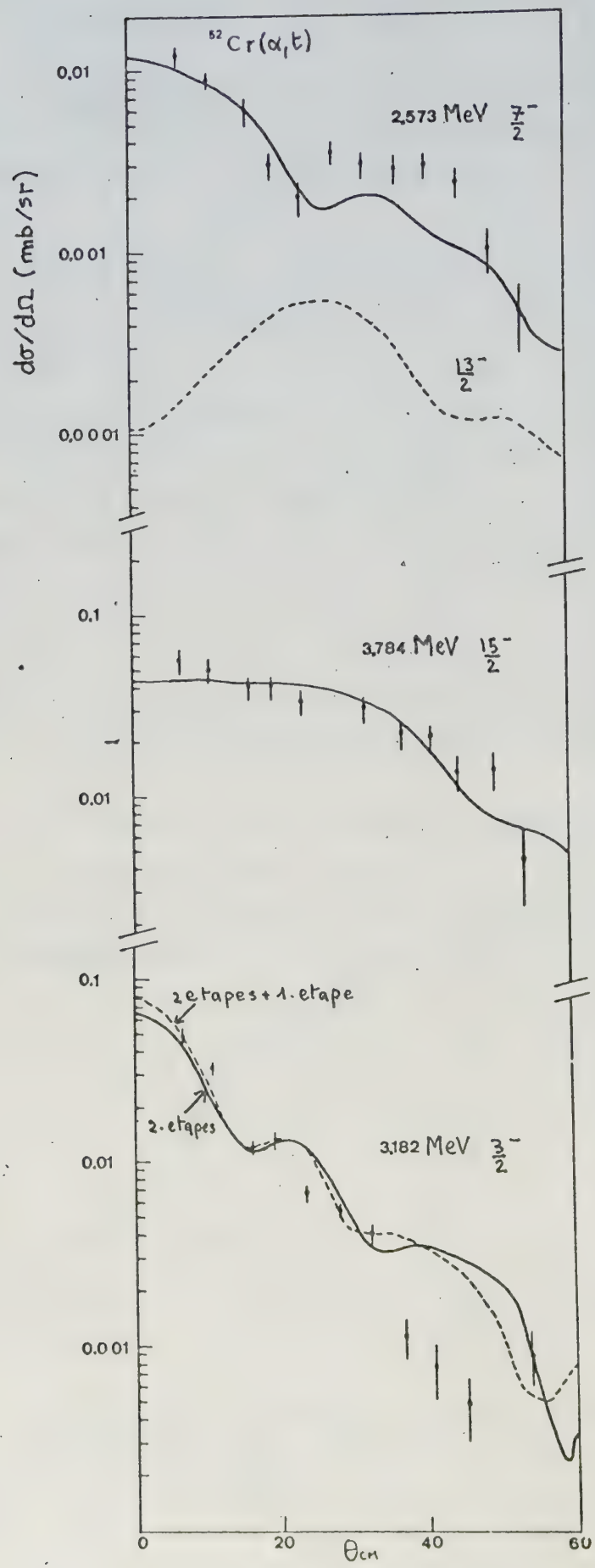


Fig. 31 : Calcul 2 étapes :
autres niveaux.

duit sur la figure 31, la distribution angulaire prévue pour un $\frac{13^-}{2}$ du multiplet $[4^+ \otimes f_{7/2}]$, et pouvons constater que la section efficace du $\frac{13^-}{2}$ est cinq fois plus petite que la section efficace expérimentale).

Nous avons analysé ce $\frac{7^-}{2}$, qui n'est pas excité en transfert direct par la réaction (^{3}He,d), comme membre du multiplet $[2^+ \otimes f_{7/2}]$ et pouvons constater que le calcul double étape reproduit bien la distribution angulaire expérimentale. Le facteur de normalisation obtenu est de 0.09.

Le niveau à 3.182 MeV est de spin $\frac{3^-}{2}$. Sa distribution angulaire décroît plus rapidement que celle obtenue pour un transfert direct vers l'orbitale 2p3/2. Ce niveau doit résulter du mélange de nombreuses configurations, et ni un calcul double étape, ni un calcul double étape + direct ne reproduit sa distribution angulaire.

Le niveau à 3.784 est de caractéristiques inconnues. Sa distribution angulaire n'offre aucune structure et elle décroît à partir de 40°. Ceci est très bien reproduit en faisant un calcul double étape conduisant à l'état $\frac{15^-}{2}$ du multiplet $[4^+ \otimes f_{7/2}]$. Le coefficient de normalisation obtenu ainsi vaut 2.2. Nous proposons pour ce niveau le spin $\frac{15^-}{2}$.

3.c - Conclusion

Notre modèle simple d'états de couplage faible peuplés en deux étapes via l'excitation inélastique des noyaux cible et résiduel permet de rendre compte d'un certain nombre de distributions angulaires non reproduites par un calcul DWBA, notamment celles de niveau de spin $\frac{9^-}{2}$ et $\frac{7^-}{2}$.

L'accord entre le calcul 2-étapes et l'expérience est bon en ce qui concerne la forme des distributions angulaires. Les facteurs de normalisation déduits de la comparaison entre les sections efficaces expérimentales et calculées sont assez différents de 1, valeur prévue pour un pur état de couplage faible. En fait, le modèle du couplage faible n'est pas adapté à la description des niveaux de ^{53}Mn qui est un noyau de milieu de couche. Le bon accord en forme entre les distributions angulaires calculées et l'expérience est dû à ce que le processus deux

étapes contribuant le plus à la section efficace est celui mettant en jeu l'état 2^+ à 1.434 MeV de ^{52}Cr. Ceci est montré par notre calcul double étape dans l'hypothèse d'un état final de configuration $(j)^{-3}$ pour les niveaux $\frac{9^-}{2}$ à 1.621 MeV et $\frac{11^-}{2}$ à 1.441 MeV; les distributions angulaires qui résultent de ce calcul ont la même forme que celles calculées avec un état final de couplage faible.

4 - ANALYSE DE LA REACTION $^{40}Ca(\alpha,^3He)^{41}Ca$

Nous présentons ici les résultats de l'analyse de la réaction $^{40}Ca(\alpha,^3He)^{41}Ca$. Ce paragraphe comportera deux parties : la première sera consacrée à l'analyse DWBA de niveaux atteints par transfert direct et la deuxième à l'analyse en voies couplées des distributions angulaires non reproduites par la DWBA.

Sur la figure 32, nous avons reproduit la liste et les caractéristiques des niveaux atteints dont la plage en énergie d'excitation s'étend de 0 à 7 MeV. La plupart de ces niveaux sont de spin-parité connus, déterminés par expériences de spectroscopie γ [EN 78]. On peut remarquer que la réaction $(\alpha,^3He)$ excite préférentiellement les niveaux que l'on observe en diffusion inélastique (α,α') [VO 74] et (p,p') [VO 77].

4.a - Analyse DWBA

Les remarques générales faites au sujet de l'analyse DWBA de $^{52}Cr(\alpha,t)$ sont encore valables ici. Les transferts ℓ=3 ou 4 sont favorisés et, pour les bas transferts (ℓ=1 ou 2), les distributions angulaires calculées sont fortement dépendantes des potentiels optiques α et ^3He.

Les potentiels optiques retenus sont les suivants (définition au paragraphe 3.1).

α	V_R = 180 MeV	r_R = 1.35 fm	a_R = 0.65 fm
	W = 23.5 MeV	r_W = 1.31 fm	a_W = 0.69 fm
^3He	V_R = 147 MeV	r_R = 1.2 fm	a_R = 0.72 fm
	W = 31 MeV	r_W = 1.4 fm	a_W = 0.84 fm

Pic N°	Ex (MeV)	J^π a)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{10°_{lab}}$ (mb/sr)	ce Travail l	ce Travail S	(α,^{3}He) b) 40MeV l	(α,^{3}He) b) 40MeV S	(d,p) c) 12 MeV l	(d,p) c) 12 MeV S	diffusion inelastique (α,α') d) L	diffusion inelastique (pp') e) L
1	0.	$7/2^-$	15.8	3	1.	3	1.	3	0.84		
2	1.943	$3/2^-$	.101	1	0.66	1	0.07	1	0.60	2	2
3	2.010	$3/2^+$	.158	2	0.21			2	0.06		3,5
4	2.462	$3/2^-$	.029	1	0.26	1	0.02	1	0.20		2 + 4
5	2.575	$5/2^-$	.014	3	0.005			(2)			2 + 4
6	2.605	$5/2^+$	.023							(3,5)	
7	2.670	$1/2^+$	.014					0	0.01		3
8	2.883	$7/2^+$	.141	4	0.03	(4)	0.01			3	3
9	2.959	$7/2^-$	.034	(3)	0.008			3	0.02		2 + 4
10	3.049	$3/2^+$	.009								3,4,5
11	3.201	$9/2^+$	.487	(4)	0.02	3	0.04			3	3
12	3.369	$11/2^+$	.086							3	3
13	3.400	$1/2^+$	.029					0	0.01	(3)	(3)
14	3.525	$3/2^+$	.065							3	(3)
15	3.613	$1/2^-;7/2^+$	.035			(1)		1	0.17	3	(3)
16	3.676	$9/2^-$	.009								2
17	3.740	$5/2^+$	.058	2	0.07			2	0.02		
18	3.830	$15/2^+$	.018							5	(3,5)
19	3.915	$13/2^+$	.062							3	(3,5)
20	3.944	$1/2^-$	.008	1	0.82	(1)	0.12	1	0.50		2 + 4
21	3.975	$7/2^+;11/2^+$	.020							5	(3,5)
22	4.015	$11/2^-$	.016							2	2
23	4.094	$5/2^+$	.025							3	(3)
24	4.278	$(3/2-7/2)^-$	.021								2
25	4.332	$(11/2)^+;9/2^-$	.009							(3)	
26	4.449	$(5/2-9/2)^{+?}$	.101	(4)	0.02	(4)	0.01			3	3
27	4.519	$13/2^+$	.018								
28	4.615										
29	4.728	$5/2^+;7/2^-$	.029							3	
30	4.814	$5/2^+$	.016								
31	4.878	$5/2^-$		3	0.13			3	0.08		(2)
32	4.972	$9/2^+$	.308	(4)	0.06	(4)	0.09	4	0.16	3	(3,5)
33	5.040										
34	5.194	$(5/2-11/2^+$	.153	(4)	0.04	(4)	0.06				
35	5.218	$(17/2^+)$	.042							5	(3,5)
36	5.283	$5/2^+$	.011					2	0.01	3	
37	5.411	$5/2^+$	.018								
38	5.646	$(5/2,7/2)^-$	.048	3	0.27			3	0.25		
39	5.682		.017	3	0.08						(3,5)
40	5.740		.111	(4)	0.03						
41	5.796	$(5/2,7/2)^-$	.025	3	0.14	(3)	0.29	3	0.08		
42	5.915		.031								(3,5)
43	6.067	$(5/2-11/2^+$	.119			(3)	0.16			3	3
44	6.48 ±0.10		.022								
45	6.90±0.10		.029	(3)	0.12						
46	6.98±0.10		.045	(4)	0.02						
47	7.11±0.10		.033								

a) ref. [EN 78]
b) ref. [YO 70]
c) ref. [BE 65]
d) ref. [VO 74]
e) ref. [VO 77]

Fig. 32 : Réaction $^{40}Ca(\alpha,^3He)$: niveaux excités et facteurs spectroscopiques tirés de l'analyse DWBA.

le potentiel α est tiré de la référence [PE 76], le potentiel ^{3}He est celui proposé par Bechetti Greenless [PE 74].

Un calcul en portée finie pour un transfert ℓ=1 et ℓ=3 nous a permis de constater que l'approximation de portée nulle était valide.

Nous montrons sur la figure 33 le résultat de l'analyse DWBA pour quelques niveaux de ^{41}Ca atteints par des transferts de ℓ=1 à ℓ=4. Les facteurs spectroscopiques sont obtenus à l'aide de l'expression $(d\sigma/d\Omega)_{exp} = NC^2\mathcal{S}\,(d\sigma/d\Omega)^{\ell sj}_{DWUCK}$, le facteur de normalisation N étant pris égal à 34 de manière à avoir un facteur spectroscopique de 1 pour le fondamental. Nous avons reporté sur la figure 32 les facteurs spectroscopiques calculés, ainsi que ceux déterminés au cours d'expériences antérieures ((α,^{3}He) réf. [YO 70], (d,p) réf. [BE 65].

Parmi toutes les transitions correspondant à un transfert ℓ=1 vues au cours de réactions (d,p), seules les plus fortes ont été observées ici. Les facteurs spectroscopiques calculés pour les niveaux atteints par transfert ℓ=1 sont en bon accord avec ceux issus de la réaction (d,p) [BE 65]. Ceci n'était pas le cas pour les facteurs spectroscopiques tirés d'une précédente étude de la réaction ^{40}Ca(α,^{3}He)^{41}Ca [YO 70].

Cet écart entre les résultats des deux expériences (α,^{3}He) peut s'expliquer par la forte dépendance des prédictions de la DWBA en fonction des potentiels optiques α et ^{3}He pour les transferts ℓ=1.

Pour les transferts ℓ=2 (vers les niveaux à 2.01 MeV et 3.07 MeV) notre analyse donne des facteurs spectroscopiques plus grands que ceux déterminés en (d,p).

Les distributions angulaires des niveaux de J^π $5/2^-$ et $7/2^-$ sont bien reproduites par le calcul DWBA pour un transfert ℓ = 3, sauf pour le $7/2^-$ à 2.96 MeV.

Pour les transferts ℓ=4 on a adaptation de moment angulaire; les états g9/2 de ^{41}Ca devraient donc être fortement excités par (α,^{3}He).

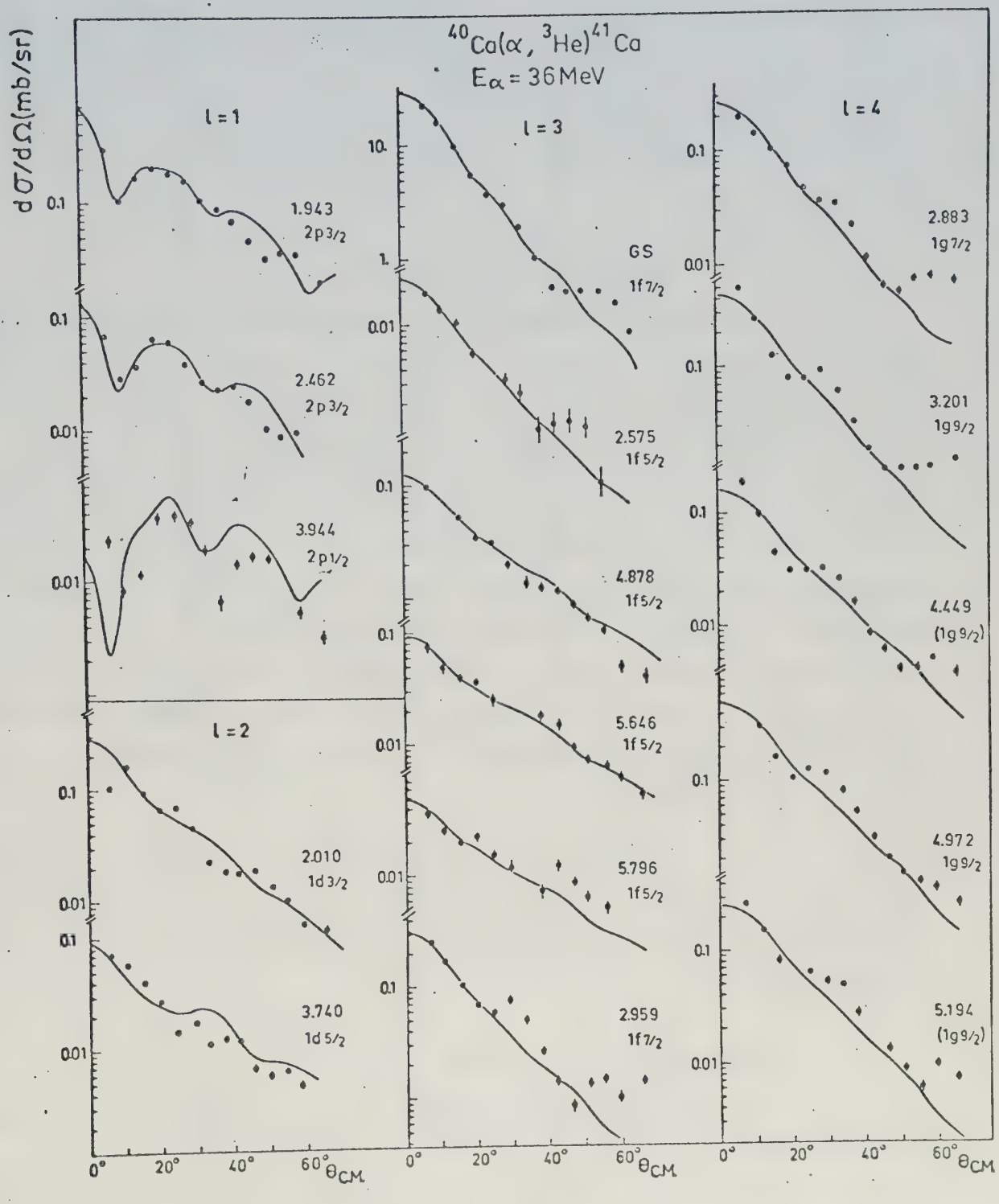


Fig. 33 : Réaction $^{40}Ca(\alpha, ^{3}He)$: calcul DWBA pour des transferts $\ell=1$ à $\ell=4$

Les niveaux à 4.45 MeV et 5.19 MeV ont des distributions angulaires de même structure que celle des niveaux $9/2^+$ à 3.20 MeV et 4.97 MeV; on propose donc pour les niveaux à 4.45 MeV et 5.19 MeV le spin-parité $\frac{9}{2}^+$.

Pour le transfert $\ell=4$, la structure des distributions angulaires n'est pas reproduite par la DWBA et les facteurs spectroscopiques calculés sont faibles. Une étude à plus haute énergie d'excitation serait nécessaire pour observer les composantes principales de la force g9/2 dans ^{41}Ca.

4.b - Analyse en voies couplées

La réaction $^{40}Ca(\alpha,^3He)^{41}Ca$ est un cas favorable pour l'application de l'hypothèse d'états de couplage faible peuplés en 2 étapes. En effet, des expériences de diffusion inélastique (α,α') [VO 74] et (p,p') [VO 77] ont montré qu'un bon nombre de niveaux de ^{41}Ca ont une forte composante $[^{40}Ca^* \otimes f_{7/2}]$. Les états de ^{40}Ca sur lesquels sont construits ces multiplets de couplage faible sont le 3^- à 3.74 MeV, le 2^+ à 3.90 MeV et le 5^- à 4.49 MeV. Pour le cas du multiplet $[3^- \otimes f_{7/2}]$, la validité du modèle du couplage faible a été montrée en comparant la force de la transition $0^+ \rightarrow 3^-$ dans ^{40}Ca aux forces des transitions $\frac{7}{2}^- \rightarrow [3^- \otimes f_{7/2}]$ dans ^{41}Ca, pour chaque J. De plus, pour chaque J, la force de l'état $[3^- \otimes f_{7/2}]$ est répartie sur deux ou trois niveaux seulement. De la même façon, ont été identifiés les nombres de haut spin des multiplets $[2^+ \otimes f_{7/2}]$ et $[5^- \otimes f_{7/2}]$.

Nous comparons sur les figures 34 et 35, les distributions angulaires expérimentales aux distributions angulaires calculées pour transfert en deux étapes (trait plein) pour un transfert en une étape (trait pointillé).

Les états $[3^- \otimes f_{7/2}]$

D'après les résultats de la diffusion inélastique, le niveau $\frac{11}{2}^+$ à 3.37 MeV est un état très pur $[3^- \otimes f_{7/2}]^{11/2^+}$. Le calcul en voies couplées reproduit bien la distribution angulaire aux angles avant, tant en forme qu'en valeur absolue. Par contre, le calcul est en désaccord avec l'expérience pour le niveau $13/2^+$ à 3.9 MeV.

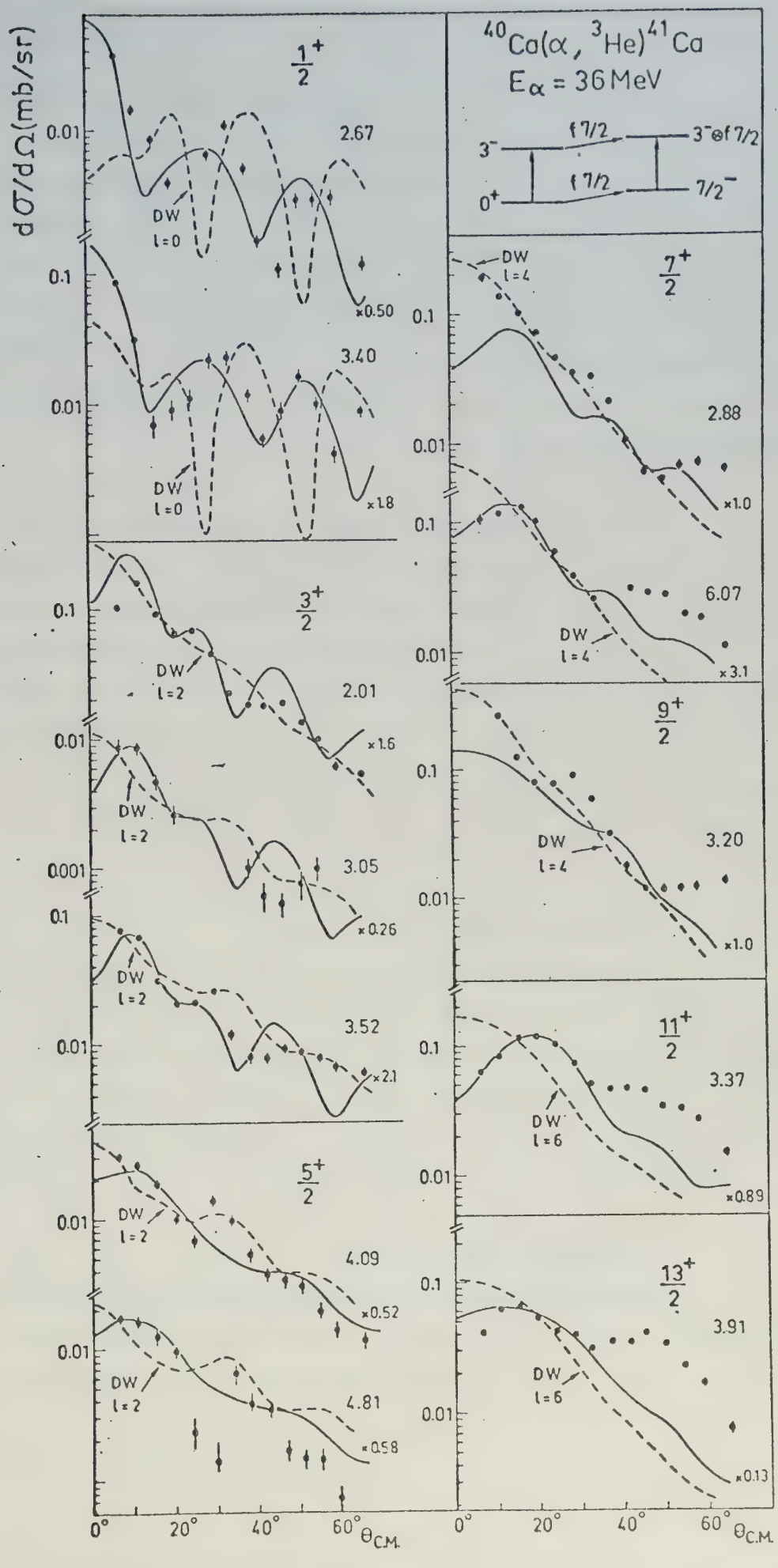


Fig. 34 : Calcul 2 étapes pour les états du multiplet $[3^- \otimes f_{7/2}]$ de ^{41}Ca.

Les sections efficaces 2 étapes prévues pour les niveaux $\frac{9^+}{2}$ sont plus petites que les sections efficaces expérimentales; le transfert direct $\ell=4$ vers l'orbitale g9/2 est la contribution dominante aux distributions angulaires des niveaux $9/2^+$. Le transfert direct $\ell=4$ est aussi la contribution dominante à la section efficace du niveau $7/2^+$ à 2.88 MeV. Pour le niveau à 6.06 MeV un calcul 2 étapes pur peuplant l'état $[3^- \otimes f_{7/2}]^{7/2^+}$ reproduit bien la distribution angulaire expérimentale. D'après la réf. [EN 78] les valeurs de spin-parité $\frac{5^+}{2}$, $\frac{7^+}{2}$, $\frac{9^+}{2}$ et $\frac{11^+}{2}$ étaient possibles pour ce niveau; nous proposons la valeur $J^\pi = \frac{7^+}{2}$, sur la base de la distribution angulaire obtenue pour ce niveau.

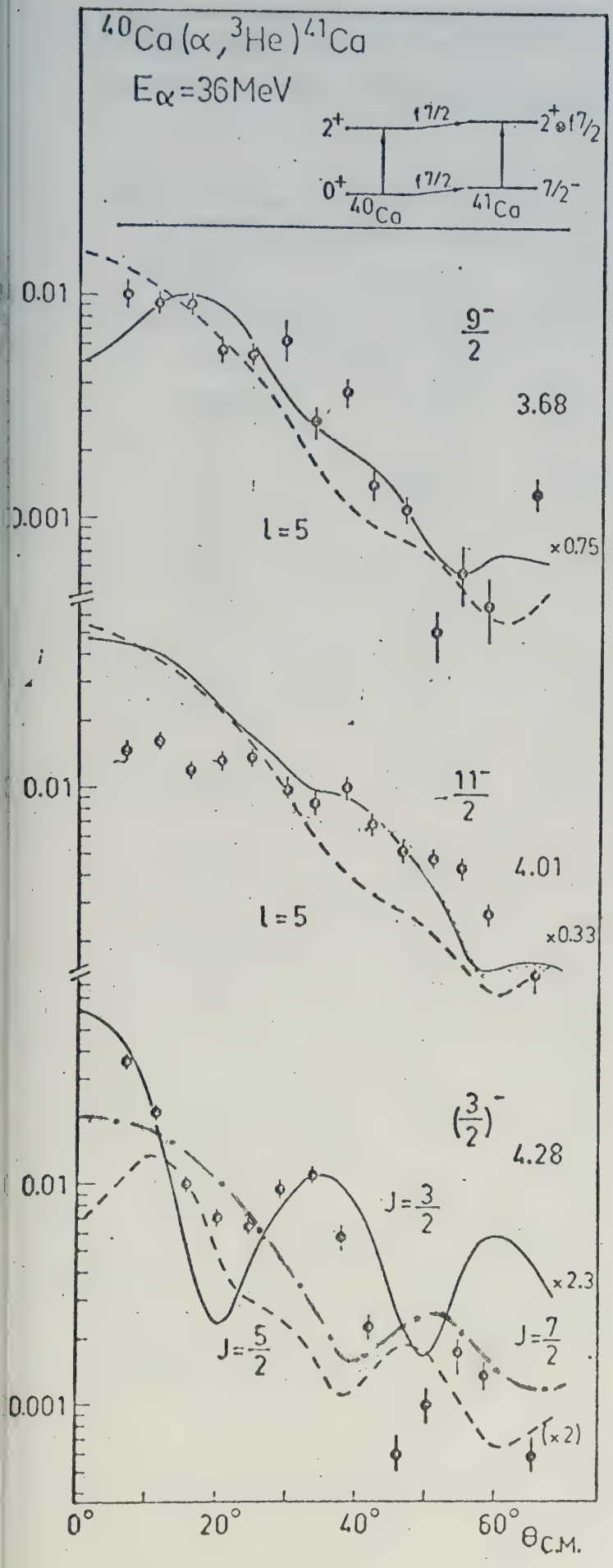
Pour les niveaux de spin $\frac{5^+}{2}$ le calcul 2-étapes pur reproduit mal les distributions angulaires. Pour les $\frac{3^+}{2}$ par contre l'accord est meilleur. Le niveau à 3.52 MeV épuise à peu près la moitié de la force de l'état $[3^- \otimes f_{7/2}]^{3/2^+}$ (d'après les résultats de diffusion inélastique); la section efficace expérimentale est cependant quatre fois plus forte que celle prévue par nos calculs. Les distributions angulaires des niveaux $\frac{1^+}{2}$ à 2.67 MeV et 3.40 MeV sont bien reproduites par le calcul 2 étapes, alors que les résultats du calcul DWBA sont en opposition de phase avec les résultats expérimentaux.

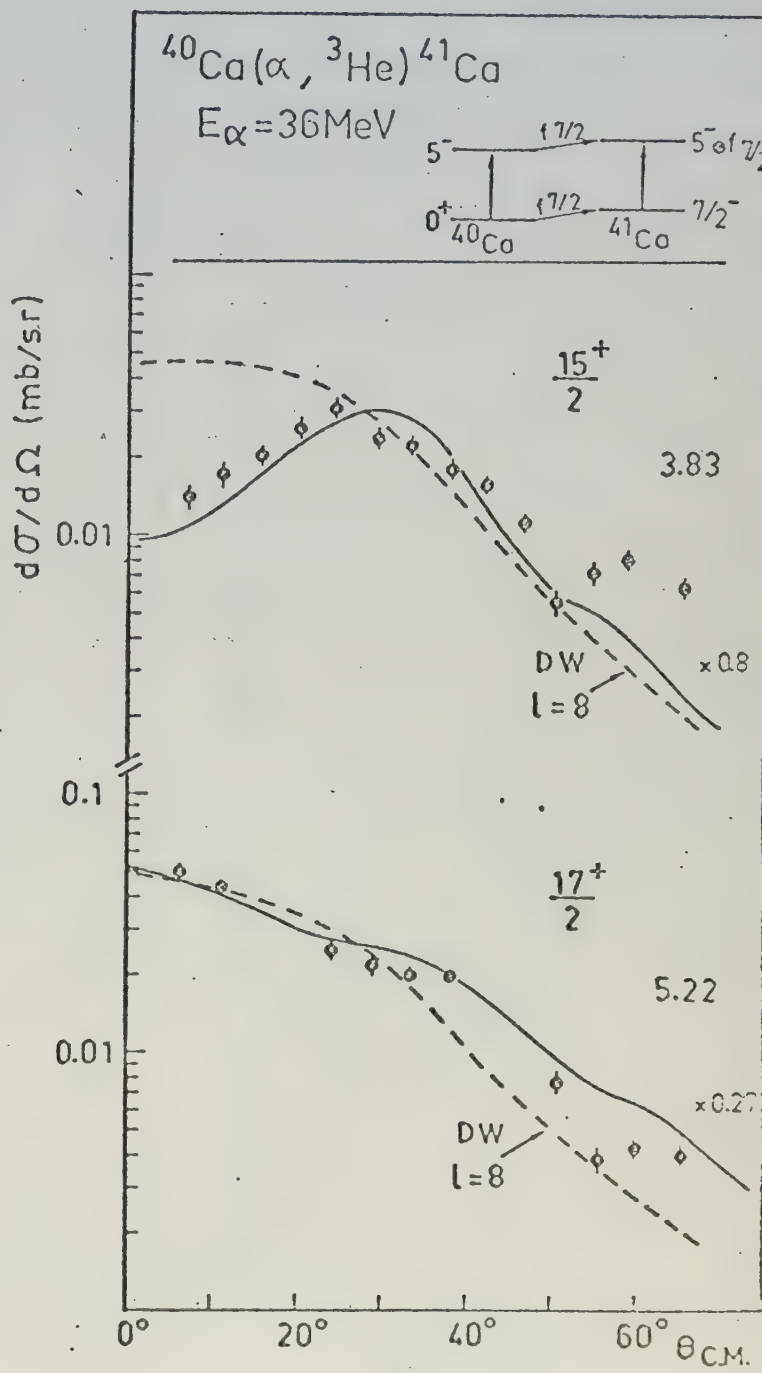
Les états $[2^+ \otimes f_{7/2}]$

Le calcul 2 étapes est en accord avec l'expérience pour le niveau $9/2^-$ à 3.68 MeV. Pour le $11/2^-$ à 4.01 MeV, la distribution angulaire expérimentale est mal reproduite. Pour le niveau à 4.28 MeV, plusieurs valeurs de J^π sont possibles ($\frac{3^-}{2}$, $\frac{5^-}{2}$, $\frac{7^-}{2}$), d'après [EN 78]; le calcul 2 étapes conduisant à l'état $[2^+ \otimes f_{7/2}]^{3/2^-}$ reproduit sa distribution angulaire; nous proposons pour ce niveau $J^\pi = 3/2^-$.

Les états $[5^- \otimes f_{7/2}]$

On prévoyait pour le peuplement des états de haut spin $\frac{15^+}{2}$ et $\frac{17^+}{2}$ respectivement à 3.83 MeV et 5.22 MeV un mécanisme 2 étapes très pur. Les résultats du calcul sont en bon accord avec l'expérience.





g. 35 : Calcul 2 étapes pour quelques états des multiplets $\left[2^+ \otimes f_{7/2}\right]$ et $\left[5^- \otimes f_{7/2}\right]$ de ^{41}Ca.

Fig. 36 : Résultats de l'analyse en voies couplées pour la réaction $^{40}Ca(\alpha,{}^{3}He)$ et comparaison du rapport σ_{exp}/σ_{th} des sections efficaces expérimentales et théoriques avec les résultats obtenus dans les expériences $^{41}Ca(p,p')$ et $^{41}Ca(\alpha,\alpha')$.

Multiplet	δ a) (fm)	J^π	E (MeV)	σ_{exp}/σ_{th}	$B(E_L;J\to 7/2^-_{GS})/C_j B(E_L;L\to 0^+_{GS})$ b) (p,p') c)	(α,α') d)
3^- ⊗ f 7/2	1.35	$\frac{1}{2}^+$	2.67	0.5	(0.15	
			3.40	1.8	0.51	0.55
		$\frac{3}{2}^+$	2.01	1.6	(0.12)	
			3.05	0.26	(0.12)	
			3.52	2.1	0.52	0.61
		$\frac{5}{2}^+$	4.09	0.52	0.21	0.24
			4.81	0.58	0.10	0.33
		$\frac{7}{2}^+$	2.88	>1	0.47	0.46
			6.06	3.1	0.56	0.97
		$\frac{9}{2}^+$	3.20	>1	0.64	0.62
			4.97	>1	0.24	0.37
		$\frac{11}{2}^+$	3.37	0.89	0.94	0.93
		$\frac{13}{2}^+$	3.91	0.13	0.44	0.40
2^+ ⊗ f 7/2	0.55	$\frac{9}{2}^-$	3.68	0.75	0.60	
		$\frac{11}{2}^-$	4.01	0.33	1.0	0.97
		$\frac{3}{2}^-$	4.28	2.3	0.72	
5^- ⊗ f 7/2	0.71	$\frac{15}{2}^+$	3.83	0.81	0.48	0.58
		$\frac{17}{2}^+$	5.22	0.27	0.29	0.38

a) réf. [EN 78] Le paramètre de déformation s'obtient en divisant la longueur de déformation par le rayon $rA^{1/3}$

b) Ce rapport (avec $C_j=(2J+1)/8(2L+1)$) est égal à 1 pour un pur état de couplage faible.

c) réf. [VO 77]

d) réf. [VO 74]

4.c - Conclusion

On a mis en évidence la contribution importante des processus 2 étapes à la réaction $^{40}Ca(\alpha,^{3}He)^{41}Ca$. Ces processus contribuent fortement au peuplement d'états de couplage faible du ^{41}Ca, le processus direct étant défavorisé, soit à cause du spin élevé du niveau, soit à cause de l'inadaptation en moment angulaire. Nos calculs reproduisent bien la dépendence en J^{π} des distributions angulaires pour les membres d'un multiplet de couplage faible.

CONCLUSION

En conclusion, nous allons résumer les principales étapes de ce travail et rappeler ce qu'il nous a permis d'obtenir.

Nous avons fait une analyse DWBA de certains niveaux de ^{53}Mn et de ^{41}Ca excités par les réactions $^{52}Cr(\alpha,t)$ et $^{40}Ca(\alpha,^{3}He)$. Nous avons constaté la forte dépendance des résultats de l'analyse par rapport aux potentiels optiques en cas d'inadaptation de moment angulaire; dans ces réactions, à 36 MeV, on a adaptation pour les transferts $\ell = 3$ ou 4. Nous avons aussi évoqué, dans le cas de la réaction $^{52}Cr(\alpha,t)$, la possibilité d'utiliser un potentiel optique α dont le puits réel a une forme de Woods-Saxon élevée au carré.

Cependant, de nombreuses distributions angulaires ne sont pas reproduites par un calcul DWBA. Ceci met en évidence le fait que des processus plus complexes que le transfert en une étape contribuent aux réactions $^{52}Cr(\alpha,t)$ et $^{40}Ca(\alpha,^{3}He)$.

Nous avons tenté de reproduire ces distributions angulaires non analysables en DWBA par un calcul en voies couplées mettant en jeu un processus en deux étapes. Dans le but de simplifier les calculs, nous avons fait l'hypothèse que les niveaux de ^{53}Mn et de ^{41}Ca atteints par ce transfert en deux étapes étaient des états de couplage faible purs, construits respectivement sur des états collectifs de ^{52}Cr et de ^{40}Ca. Ces calculs reproduisent bien les distributions angulaires observées expérimentalement pour des niveaux pour lesquels un transfert direct est peu probable.

En ce qui concerne $^{52}Cr(\alpha,t)$ nous avons pu mettre en évidence la contribution des processus en deux étapes au peuplement d'états de spins $\frac{5^-}{2}$, $\frac{7^-}{2}$, $\frac{9^-}{2}$, $\frac{11^-}{2}$ et $\frac{15^-}{2}$. Nous avons tenté pour les niveaux de spin et parité $\frac{5^-}{2}$ de faire interférer les processus une étape et deux étapes afin de mieux reproduire les résultats expérimentaux.

Les niveaux du ^{41}Ca ayant une composante importante de

coeur excité $[^{40}Ca^{*} \otimes f_{7/2}]$ ont été analysés avec succès en deux étapes. Nous avons analysé de cette manière les états du multiplet $[3^{-} \otimes f_{7/2}]$ et les membres de haut spin des multiplets $[2^{+} \otimes f_{7/2}]$ et $[5^{-} \otimes f_{7/2}]$.

Nous avons donc montré que pour les réactions (α,t) et (α,^{3}He) à l'énergie incidente de 36 MeV l'analyse des résultats expérimentaux nécessite la prise en compte des processus en deux étapes, ceux-ci peuplant avec des sections efficaces non négligeables (10 à 100 μb/sr) certains niveaux, notamment ceux de haut spin. Il serait intéressant d'observer l'évolution de la contribution de ces mécanismes en fonction de l'énergie de la particule incidente, et de faire des mesures à des angles plus à l'arrière (ce qui, nous l'avons vu, est un test supplémentaire du mécanisme de réaction). Nous avons fait les calculs en deux étapes en supposant que le niveau final était un état de couplage faible pur, il serait intéressant de faire ces calculs en prenant un état final comportant un mélange de configurations.

Nous pouvons conclure sur le point suivant : nos résultats expérimentaux montrent que les réactions (α,t) et (α,^{3}He) peuvent être utilisées pour une étude systématique d'états de coeur excité dans d'autres noyaux.

REFERENCES

[AR 75] J.M. ARDOUIN, Thèse d'Etat Orsay (1975).

[AU 70] N. AUSTERN : Direct Nuclear Reaction Theory, Wiley and Sons (1970)

[BE 65] T.A. BELOTE, A. SPERDUTE and N.W. BUCHNER, Phys. Rev. 139 (1965) 80.

[BE 71] F.D. BECHETTI and G.W. GRENLESS : Polarization Phenomena in Nuclear Reaction. University of Wisconsin Press (1971)

[BE 75] H.G. BENSON and I.P. JOHNSTONE, Can. J. Phys. 53 (1975) 1715.

[BR 77] P.J. BRUSSARD and P.W.M. GLAUDEMANS : Shell-model applications in nuclear spectroscopie. North Holland publishing company. Amsterdam (1977).

[CH 73] N.S. CHANT, Nucl. Phys. A211 (1973) 209.

[CH 76] N.S. CHANT and N.J. CHANG, Phys. Rev. C14 (1976) 1763.

[CO 70] J.R. COMFORT, A.N.L., Physics Division Informal Report n° PH4 1970 B, unpublished.

[DA 59] W.C. DAVIDON, A.N.L. 5990 Rev., Physics and Mathematics (TID 4500 14 th Ed). A.E.C. Research and Development report.

[EN 78] P.M. ENDT and C. VAN DER LEUN, Nucl. Phys. A130 (1978) 1.

[FO 78] S. FORTIER, E. HOURANI, M.N. RAO and S. GALES, Nucl. Phys. A311 (1978) 324.

[FO 80] S. FORTIER, I. FODOR-LOVAS, E. HOURANI, J.M. MAISON and J.P. SCHAPIRA, Nucl. Phys. A346 (1980) 303.

[GU 80] H.P. GUBLER, U. KIEBELE, H.O. MEYER, G.R. PLATTNER and I. SICK Nucl. Phys. A351 (1981) 29.

[HO 71] P.E. HOGDSON, Nuclear reaction and nuclear structure. Clarendon Press (1971)

[KU 73] P.D. KUNZ, University of Colorado, report COO 535 606.

[KU 78] P.D. KUNZ, private communication.

[LE 72] O.F. LEMOS, thèse de Doctorat de l'Université d'Orsay (1972).

[LI 70] K. LIPS and M.T. Mc ELLISTREM, Phys. Rev. C, vol. 1, num. 3 (1970) 1009.

[MA 75] R.G. MARKHAM and R.G.M. ROBERTSON, Nucl. Inst. and Meth. 129 (1975) 131.

[ME 75] N. MERCIER, Brochure ARIEL, IPN ORSAY, (1975).

[NDS 79] Nuclear Data Sheets, vol. B21, 1977.

[NDS 78] Nuclear Data Sheets, vol. B25, 1978.

[OS 75] F. OSTERFELD, Jülich, Institut Für Kernphysik, Jül 1247, Nov. 1975.

[PA 76] V. PAAR, Nuov. Cim. Vol. 33 A, N1 (1976).

[PE 76] C.M. PEREY and F.G. PEREY, Nucl. Data Tables, Vol 17, Num 1, 1976.

[RA 79] J. RAYNAL, Communication privée.

[RO 68] P. ROUSSEL, Thèse d'Etat Orsay (1968).

[SA 64] G.R. SATCHLER, Nucl. Phys. 55 (1964) 1.

[ST 67] R. STOCK, P. DAVID, H. DUHM and T. TAMURA, Nucl. Phys. A 104 (1967) 136.

[TA 63] I. TALMI and A. de SHALIT : nuclear shell theory. Academic Press (1963)

[VO 74] M.J.A. de VOIGT, D. CLINE and R.N. HOROSHKO, Phys. Rev. C10 (1974) 1798.

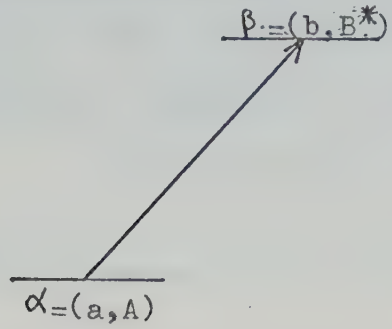
[VO 77] P.B. VOLD, D. CLINE, M.J.A. de VOIGT and A. SPERDUTE, Nucl. Phys. A292 (1977) 107.

[YO 70] D.H. YOUNGBLOOD, R.L. KOZUB, R.A. KENEFICK and J.C. HIEBERT, Nucl. Phys. A143 (1970) 512.

APPENDICE A

Nous allons démontrer ici l'équivalence formelle entre la méthode DWBA et le formalisme des voies de reaction couplées dans le cas d'une transition en une étape

Une transition directe peut être representée par le schéma de couplage suivant:



On ignore les effets de la voie β sur la voie α. Les équations couplées correspondantes sont

$$(T_\alpha + U_\alpha - E)\chi^{(+)}_{aA} = 0$$

$$(T_\beta + U_\beta + \varepsilon_{\beta^*} - E)\ \chi_{bB} = -\ (\psi_{bB^*}|\bar{V}_\beta|\psi_{aA}\chi^{(+)}_{aA})$$

$\chi^{(+)}_{aA}$ a un comportement asymptotique en onde plane entrante + onde sphérique sortante.

La résolution de la deuxième équation s'obtient en introduisant l'opérateur de Green : $G^+_\beta = (T_\beta + U_\beta + \varepsilon_{\beta^*} - E + i\varepsilon)^{-1}$

on a alors $\chi_{bB} = -\ G^+_\beta(\psi_{bB^*}|\bar{V}_\beta|\psi_{aA}\ \chi^{(+)}_{aA})$, χ_{bB} a un comportement asymptotique en onde sphérique sortante.

Ceci s'écrit en représentation coordonnée

$$\chi_{bB}(\vec{r}_\beta) = -\int G^+_\beta\ (\vec{r}_\beta, \vec{r}'_\beta)\ (\psi_{bB^*}|\bar{V}_\beta|\psi_{aA}\ \chi^{(+)}_{aA})d\vec{r}'_\beta$$

l'amplitude de diffusion s'obtient en faisant tendre $\vec{r}_\beta$ vers l'infini. Asymptotiquement, la fonction de Green $G^+_\beta(\vec{r}_\beta, \vec{r}'_\beta)$ a la forme suivante :

$$G^+_\beta(\vec{r}_\beta, \vec{r}'_\beta)\ \underset{r_\beta\to\infty}{\longrightarrow}\ \frac{\mu_\beta}{2\pi h^2}\ \frac{\exp i(k_\beta r_\beta - \eta_\beta\ \log 2\ k_\beta r_\beta)}{r_\beta}\ \chi^{(-)*}_\beta\ (k_\beta, \vec{r}'_\beta)$$

ou $\chi^{(-)*}_\beta$ est solution de $(T_\beta + U_\beta - E)\ \chi^{(-)}_\beta = 0$, $\chi^{(-)}_\beta$ a un comportement asymptotique en onde sphérique entrante.

l'amplitude de diffusion vaut donc

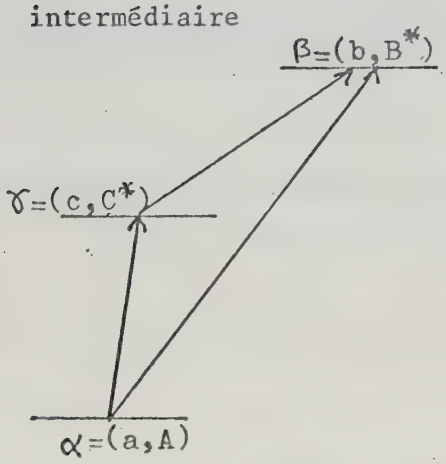
$$T_{\alpha\beta}(\hat{r}_\beta) = \int \chi_\beta^{(-)*}(k_\beta, \vec{r}'_\beta)(\psi_{bB^*}|\bar{V}_\beta|\psi_{aA}\,\chi_{aA}^{(+)})\, d\vec{r}'_\beta$$ que l'on peut récrire

$$T_{\alpha\beta}(\hat{r}_\beta) = \mathcal{J}\iint \chi_\beta^{(-)*}(k_\beta, \vec{r}_\beta)(\psi_{bB^*}|\bar{V}_\beta|\psi_{aA})\,\chi_{aA}^{(+)}(k_\alpha, \vec{r}_\alpha)\, d\vec{r}'_\beta\, d\vec{r}_\alpha$$

où nous avons explicité l'intégration sur la variable $\vec{r}_\alpha$ et introduit le jacobien du changement de variable $(\xi_\beta, \vec{r}_\beta) \to (\xi_\alpha, \vec{r}_\alpha)$: $\mathcal{J}$

On retrouve l'expression $T_{\alpha\beta}$ de l'amplitude de transition DWBA

Considérons le même type de couplage mais avec une voie intermédiaire



Les trois équations couplées correspondantes sont :

$$(T_\alpha + U_\alpha - E)\,\chi_\alpha^{(+)} = 0$$

$$(T_\gamma + U_\gamma + \varepsilon_\gamma - E)\,\chi_\gamma = -(\psi_\gamma|\bar{V}_\gamma|\psi_\alpha\chi_\alpha^{(+)})$$

$$(T_\beta + U_\beta + \varepsilon_\beta - E)\,\chi_\beta = -(\psi_\beta|\bar{V}_\beta|\psi_\alpha\chi_\alpha^{(+)}) - (\psi_\beta|\bar{V}_\beta|\psi_\gamma\chi_\gamma)$$

De la même manière, en introduisant les opérateurs de Green g_γ^+, g_β^+ on montre que l'amplitude de transition est la somme de deux termes

- une amplitude directe due au couplage (α,β), c'est l'amplitude de DWBA,

- une amplitude "2 étapes" due au couplage (α,β) via γ, c'est l'amplitude DWBA au 2ème ordre.

APPENDICE B

La séquence des niveaux de nombreux noyaux nécessite, pour être comprise, la prise en compte simultanée d'états collectifs et d'états de particules. Ceci commence avec l'écriture du hamiltonien $H = Hc + H_p$ ou Hc est le hamiltonien collectif et Hp le hamiltonien de particules.

Hc s'exprime en fonction des paramètres de déformation (β,γ) et Hp peut s'écrire $Hp = \sum_{i=1}^{k}(T_i + V(\beta,\gamma, \vec{r}_i, \vec{\ell}_i, \vec{s}_i))$ Hp est un hamiltonien de modèle en couche, le potentiel V dépend de la forme du noyau.

Pour un calcul complexe, la somme peut porter sur tous les nucléons d'une couche non pleine (on peut alors introduire un terme d'interaction de ces nucléons entre eux).

Pour un noyau pair impair, le calcul le plus simple consiste à prendre, pour Hp, le hamiltonien du nucléon célibataire, les autres particules constituant le "coeur".

Le hamiltonien total H contient un couplage entre les états collectifs et les états de particules par l'intermédiaire du potentiel V qui dépend paramétriquement de β et γ. On parlera de couplage faible quand le paramètre β qui est une mesure de la déformation totale du noyau, est suffisamment petit pour qu'une méthode perturbative puisse être employée.

Un β faible signifie que le noyau est voisin de la forme sphérique, les états collectifs envisagés sont des états de vibration.

On développe alors le potentiel V en fonction des paramètres α_μ qui interviennent dans l'expression de la forme du noyau (on a, en ne conservant que le terme quadrupolaire, $R = R_o(1 + \sum_\mu \alpha_\mu Y_2^\mu(\theta,\psi)$, et $\beta = \sum_\mu |\alpha_\mu|^2$)

$$V(\beta,\vec{r}_i\ \vec{\ell}_i\ \vec{s}_i) = V(\alpha_\mu, \vec{r}_i\ \vec{\ell}_i\ \vec{s}_i) = V(0,\vec{r}_i,\vec{\ell}_i,\vec{s}_i) + \sum_\mu \left(\frac{\partial V}{\partial \alpha_\mu}\right)_o \alpha_\mu$$

le hamiltonien total peut maintenant s'écrire

$$H = H_c + H_p^o + H_{int}$$

ou H_p^o est un hamiltonien de modèle en couche sphérique

$$H_p^o = \sum_{i=1}^{k} (T_i + v\ (0, \vec{r}_i, \vec{\ell}_i, \vec{s}_i))$$

et H_{int} décrit le couplage entre les états collectifs et les états de particule on peut montrer que $H_{int} = \sum_i k(r_i) \sum_\mu \alpha_\mu Y_2^u(\theta_i, \varphi_i)$

Les états de H_c sont caractérisés ici par N : nombre de phonons quadrupolaires, le moment angulaire total R et sa projection R_z. Une particule célibataire sera caractérisée par $n\ell jm$

Lorsque k = 1, les états propres de $H_c + H_p^o$ s'obtiennent simplement par couplage des états $|N\ R\ R_z\rangle$ et $|n\ell jm\rangle$, il en résulte un multiplet d'états $|NRj, JM\rangle$ avec $|R-j| \leq J \leq R+j$ et $M = m+R_z$, ces états ont la même énergie $E = E_{n\ell j} + N\hbar\omega$.

L'introduction de H_{int} lève cette dégénérescence en énergie pour les états d'un même multiplet et mélange, les états de même JM mais de nombre quantique $(N\ R\ R_z)$ et $(n\ell jm)$ différents.